

COURS DE PHYSIQUE

DE

L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,

PAR M. JAMIN.

QUATRIÈME ÉDITION

AUGMENTÉE ET ENTIÈREMENT REFONDUE

PAR

M. BOUTY,

Professeur à la Faculté des Sciences de Paris

TOME QUATRIÈME.

(1^{re} PARTIE).

GRAVITATION UNIVERSELLE.

ÉLECTRICITÉ STATIQUE. — LA PILE.

PHÉNOMÈNES ÉLECTROTHERMIQUES ET ÉLECTROCHIMIQUES.

PARIS,

BUTHIER-VILLARS ET FILS, IMPRIMEURS-LIBRAIRES

AU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,

Quai des Grands-Augustins, 55.

1888

(Tous droits réservés.)

PREMIER FASCICULE.

GRAVITATION UNIVERSELLE.

ÉLECTRICITÉ STATIQUE.

COURS DE PHYSIQUE

DE

L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE.

GRAVITATION UNIVERSELLE.

ÉLECTRICITÉ STATIQUE.

INTRODUCTION.

DES FORCES QUI VARIENT EN RAISON INVERSE DU CARRÉ DE LA DISTANCE. — Dans les Leçons qui précèdent, nous avons étudié les actions mécaniques exercées au contact, et les déformations des solides et des liquides qui en sont la conséquence. Nous avons rapporté l'origine de ces déformations aux actions réciproques des molécules matérielles dans lesquelles nous avons imaginé qu'un corps peut toujours être décomposé, et nous avons pris comme point de départ cette hypothèse que les actions moléculaires cessent d'être sensibles à toute distance appréciable par nos instruments de mesure.

Nous allons, dans les Chapitres qui suivent, étudier des actions mécaniques qui s'exercent à de très grandes distances, sans intermédiaire connu : ce sont d'une part les actions réciproques du Soleil sur les planètes et des astres entre eux, d'autre part les phénomènes de l'électricité statique. On pourrait y joindre les actions des aimants ; mais on sait aujourd'hui qu'elles ne se rapportent pas à une cause isolée de celles qui produisent les attractions ou répulsions électriques. Bien qu'une même théorie mathématique se prête à réunir les phénomènes de la gravitation, de l'électricité et du magnétisme,

il convient mieux à notre objet d'exclure provisoirement ces derniers, pour y revenir avec tous les développements qu'ils comportent à propos des courants électriques.

Beaucoup de physiciens répugnent à l'idée d'actions mécaniques exercées à distance et sans intermédiaire. Considérant l'élasticité comme une propriété non susceptible d'analyse et afférente aux milieux supposés continus, ils tentent de ramener les lois fondamentales de la gravitation et de l'électricité aux propriétés mécaniques d'un milieu universel qui remplit l'espace et l'intervalle même des molécules matérielles des corps. On ne peut nier en effet que les théories de la chaleur et de la lumière conduisent d'une manière à peu près nécessaire à la conception d'un milieu, l'éther, que nous devons supposer élastique, puisqu'il transmet des vibrations, et matériel, puisque les corps pondérables agissent sur lui pour le mettre en vibration, pour réfléchir, réfracter, absorber les vibrations qu'il transmet : il serait particulièrement intéressant d'avoir recours à ce même milieu pour l'explication des phénomènes électriques, de la gravitation et aussi de l'élasticité des corps pondérables, mais cette synthèse est trop loin d'être réalisée pour que nous puissions faire autre chose que d'en signaler ici la possibilité.

Nous acceptons donc l'action à distance simplement comme un fait, et nous admettons que l'action élémentaire de deux molécules matérielles A et B, dont les masses sont m et m' , est une force attractive ou répulsive F , dirigée suivant la ligne AB qui les joint, et dont la grandeur est proportionnelle à chacune des masses agissantes, c'est-à-dire à leur produit mm' , et à une fonction déterminée $f(r)$ de la distance $AB = r$ des deux molécules : $F = mm' f(r)$. Dans les cas qui vont nous occuper, on a simplement

$$f(r) = \frac{K}{r^2};$$

l'action attractive ou répulsive varie en raison inverse du carré de la distance. Cette loi particulière est appelée souvent *loi naturelle*, à cause de son application aux attractions des corps célestes.

GRAVITATION UNIVERSELLE.

GRAVITATION UNIVERSELLE.

Hypothèse de la gravitation universelle. — Lois de Kepler. — L'attraction exercée sur les planètes est dirigée vers le centre du Soleil. — Identité de la pesanteur et de la gravitation universelle, déduite du mouvement de la Lune.

Mesure de la constante de la gravitation et de la densité moyenne de la Terre. — Expériences de Cavendish, de MM. Cornu et Baille. — Déviation du fil à plomb par les montagnes. — Variation de la pesanteur dans l'intérieur du globe.

HYPOTHÈSE DE LA GRAVITATION UNIVERSELLE. — Dans les notions de Mécanique que nous avons placées au début de ce Cours, nous avons considéré la pesanteur comme une force sensiblement constante. Toutefois, il n'est pas nécessaire de se placer à une altitude bien considérable pour constater la variation de la pesanteur à mesure qu'on s'écarte de la surface terrestre. Par exemple, M. von Jolly (¹) a disposé une balance ordinaire très sensible, dont le fléau portait à l'une de ses extrémités un premier plateau A auquel était suspendu, par des fils de 5^m de long, un deuxième plateau A'. On plaçait en A' un poids de 1^{kg}, auquel on faisait équilibre par une tare convenable; puis on portait le poids de 1^{kg} de A' en A, et l'équilibre se trouvait détruit : il fallait ajouter des poids pour le rétablir; toutes corrections faites, pour tenir compte de la différence de pression et de température en A et en A', on trouve une différence de poids très appréciable, car elle serait théoriquement de 1^{mgr},57 par kilogramme.

Il n'est cependant pas très facile de déduire d'expériences

(¹) VON JOLLY, *Ann. der Physik*, nouvelle série par G. Wiedemann, t. V, p. 112, et *Journal de Physique*, t. VIII, p. 240; 1879.

de ce genre ce qui arriverait pour des corps très éloignés de la surface de la Terre, comme la Lune ou les astres, et, si nous sommes portés par induction à admettre que la pesanteur s'exerce sur eux, nous en ignorons *a priori* les conditions.

Il paraît aussi très probable que tous les astres offrent des phénomènes analogues à ceux que nous constatons ici, qu'il y a une pesanteur à leur surface, qu'elle est dirigée vers leur centre et qu'elle agit à une distance quelconque sur tous les autres corps célestes. C'est en se laissant guider par ces inductions que Newton fut conduit à penser que les astres s'attirent entre eux, que leurs mouvements sont déterminés par les actions exercées mutuellement des uns aux autres, et que le monde est régi par des forces provenant d'une cause unique, l'attraction.

S'il en est ainsi, les astres doivent éprouver des mouvements extrêmement complexes, puisque leur nombre est immense et que chacun d'eux obéit à l'influence de tous les autres. Cependant il est facile de voir que la question se réduit, pour une première approximation, à une simplicité inattendue. Les corps célestes se divisent, en effet, en deux classes : les uns, que l'on nomme *étoiles fixes*, sont placés à des distances tellement grandes du Soleil et de la Terre, que leur action peut être négligée, et les autres, qui sont comparativement plus rapprochés, constituent un groupe d'astres isolés des étoiles, mais dépendant les uns des autres : ce sont le Soleil et les planètes. Ce sont donc les seuls dont nous aurons à étudier les actions réciproques. Si ensuite nous les comparons entre eux, nous reconnaissons que le Soleil, étant incomparablement plus gros que les planètes, doit avoir dans le système une influence prépondérante, tellement qu'une planète comme la Terre éprouve du Soleil une attraction très-grande et des autres planètes une attraction négligeable. Nous sommes ainsi conduits à considérer, à titre de première approximation, le Soleil comme un centre unique d'action, et les planètes comme autant de corps indépendants les uns des autres et se mouvant suivant les mêmes lois que si chacun d'eux existait seul en présence du Soleil.

LOIS DE KEPLER. — Une fois que la question est réduite à ce

degré de simplicité, il n'y a plus qu'à étudier par l'observation le mouvement de chaque planète autour du Soleil considéré comme fixe; c'est ce qu'avait fait Kepler ⁽¹⁾, et le résultat général de ses observations se résume en trois lois que nous allons énoncer :

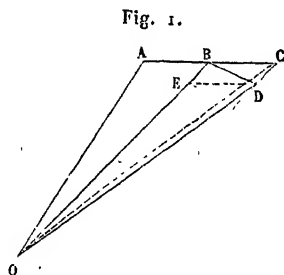
1° *Les planètes décrivent des courbes planes, et les rayons vecteurs partant du centre du Soleil décrivent des aires proportionnelles aux temps.*

2° *Les orbites des planètes sont des ellipses dont le Soleil occupe un des foyers.*

3° *Les carrés des temps de révolution des diverses planètes sont proportionnels aux cubes des grands axes de leurs orbites.*

Acceptons ces lois et voyons comment Newton ⁽²⁾ s'en est servi pour démontrer l'existence d'une force attractive exercée par le Soleil et trouver la loi des variations de cette force avec la distance.

L'ATTRACTION EST DIRIGÉE VERS LE SOLEIL. — Soient O (fig. 1) le centre du Soleil et A celui d'une planète à un moment déterminé. Pendant un temps infiniment petit, elle parcourra l'élément AB de sa trajectoire, et son rayon vecteur décrira l'aire AOB. Si aucune cause n'agissait sur elle, elle parcourrait, dans le temps infiniment petit suivant et égal au premier, un élément BC égal à AB et situé sur son prolongement, et son rayon vecteur décrirait l'aire BOC qui serait égale à AOB; mais il n'en est pas ainsi : la planète décrit un élément BD incliné sur le premier, d'où l'on peut déjà conclure qu'elle est soumise à une force qui agit à chaque instant sur elle. Pour avoir la direction de cette force,



⁽¹⁾ KEPLER, *Astronomia nova, astrologica, sive Physica caelestis tradita Commentariis de motu stellæ Martis*. Pragæ, 1609. *Epitome Astronomiæ copernicanae*. Lincii, 1618.

⁽²⁾ NEWTON, *Philosophiæ naturalis principia mathematica*. London, 1687.

remarquons que, d'après la première loi de Kepler, on doit avoir

$$ABO = BDO = BCO.$$

Les deux triangles OBD, OBC, étant équivalents, doivent avoir leurs sommets sur une ligne DC parallèle à OB, et, si nous achevons le parallélogramme EBCD, nous voyons que pour parcourir l'espace BD la planète a dû être soumise à sa vitesse initiale, qui l'aurait transportée de B en C, et à une force qui lui aurait fait franchir la ligne BE; cette force est donc dirigée vers le point O. Il est, par conséquent, démontré que les planètes, en se mouvant en ligne courbe, sont soumises à une force, et que, les aires étant proportionnelles aux temps, la force est dirigée vers le centre du Soleil. Cela justifie déjà une partie de l'hypothèse de Newton.

LOI DE L'ATTRACTION. — La deuxième loi de Kepler détermine la forme de la courbe parcourue; elle s'applique à des planètes dont l'excentricité est inégale, et nous sommes autorisés à penser qu'elle comprend, comme cas particulier, celui où l'ellipse dégénérerait en un cercle, bien qu'il n'y ait aucune planète qui réalise ce cas. En remarquant d'ailleurs que l'excentricité des orbites planétaires est toujours très petite, nous pouvons, dans une première approximation, admettre qu'elle est nulle et raisonner dans cette hypothèse : c'est ainsi que fit Newton.

Dans le cas où la planète parcourrait un cercle dont le Soleil occuperait le centre, désignons par R le rayon du cercle parcouru ou la distance de la planète au Soleil, par T le temps d'une révolution; la force à laquelle la planète est soumise produit l'accélération centripète de son mouvement; en désignant par m la masse de la planète, cette force est donc

$$F = m \frac{4\pi^2 R}{T^2},$$

ou, pour chaque unité de masse de la planète,

$$(1) \quad G = \frac{F}{m} = \frac{4\pi^2 R}{T^2}.$$

Comme il y a plusieurs planètes à des distances différentes R, R', R'', \dots , faisant leurs révolutions dans des temps T, T', T'', \dots , nous obtenons pour la valeur de l'attraction du Soleil sur l'unité de masse des diverses planètes aux distances R, R', R'', \dots les quantités

$$G = \frac{4\pi^2 R}{T^2}, \quad G' = \frac{4\pi^2 R'}{T'^2}, \quad G'' = \frac{4\pi^2 R''}{T''^2}, \quad \dots$$

Cela posé, rappelons-nous qu'en vertu de la troisième loi de Kepler les carrés des temps des révolutions T^2, T'^2, T''^2, \dots sont proportionnels aux cubes des distances des planètes au Soleil ou à R^3, R'^3, R''^3, \dots , ce qui donne la suite des rapports égaux

$$K = \frac{R^3}{T^2}, \quad K = \frac{R'^3}{T'^2}, \quad K = \frac{R''^3}{T''^2}, \quad \dots,$$

et, en divisant les équations précédentes par ces dernières, on a

$$G = \frac{4\pi^2 K}{R^2}, \quad G' = \frac{4\pi^2 K}{R'^2}, \quad G'' = \frac{4\pi^2 K}{R''^2}, \quad \dots$$

ce qui montre que *l'attraction exercée sur l'unité de masse à diverses distances est en raison inverse du carré de ces distances*.

Si nous voulons avoir les forces motrices F, F', F'' , il suffit, d'après l'équation (1), de multiplier par les accélérations les masses m, m', m'', \dots de chaque planète, ce qui donne

$$F = 4\pi^2 K \frac{m}{R^2}, \quad F' = 4\pi^2 K \frac{m'}{R'^2}, \quad F'' = 4\pi^2 K \frac{m''}{R''^2}, \quad \dots$$

$4\pi^2 K$ représente l'attraction exercée par la masse entière du Soleil sur l'unité de masse de la planète à l'unité de distance, et, comme elle est la somme des attractions de tous les éléments du Soleil, elle est proportionnelle à la masse tout entière M de cet astre, et l'on peut poser $4\pi^2 K = M\phi$, ce qui donne

$$A = M\phi \frac{m}{R^2}, \quad A = M\phi \frac{m'}{R'^2}, \quad A'' = M\phi \frac{m''}{R''^2}, \quad \dots$$

Ainsi *l'attraction est proportionnelle au produit des masses en présence et en raison inverse du carré des distances*.

un problème théoriquement plus simple, mais qui, numériquement, s'écarte peu de celui que nous offre la nature.

A la surface de la Terre, l'accélération est $g = 9^m, 8$; elle est le résultat de l'attraction de toute la masse terrestre, qui agit comme si elle était condensée à son centre, c'est-à-dire à une distance de la surface égale au rayon terrestre moyen r ⁽¹⁾. Le centre de la Lune est à une distance de la Terre représentée par soixante fois r ; par suite, l'accélération de la pesanteur doit y être égale à $\frac{g}{(60)^2}$, si la loi de l'attraction est vraie.

D'un autre côté, cette accélération doit être représentée, comme pour toutes les planètes, par

$$\frac{4\pi^2 R}{T^2},$$

et, en remplaçant R par $60r$ et T par le temps de la révolution de la Lune, qui est de (39343×60) secondes,

$$\frac{4\pi^2 R}{T^2} = \frac{4\pi^2 r \times 60}{(39343)^2 \times 60^2} = \frac{2\pi^2 r}{(39343)^2 \times 30}.$$

$2\pi r$ représente la circonférence terrestre, qui est de 40 millions de mètres, et l'on a

$$\frac{4\pi^2 R}{T^2} = \frac{40000000\pi}{(39343)^2 \times 30}.$$

Cette expression de l'accélération doit être égale à $\frac{g}{60^2}$, et il vient

$$g = \frac{40000000\pi \times 120}{(39343)^2}.$$

En faisant le calcul, on a $g = 9^m, 75$.

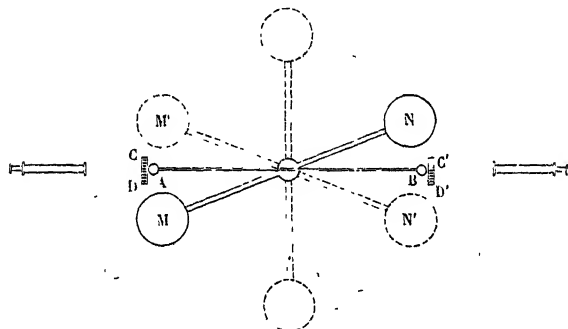
On retrouve donc, avec autant d'exactitude qu'on pouvait l'espérer, la valeur de l'accélération produite par la pesanteur, et l'on démontre, par conséquent, l'identité de la cause qui fait tomber les corps et qui retient la Lune dans son orbite : c'est la première vérification que Newton fit de son système.

(1) Ce théorème sera démontré ultérieurement, à propos des phénomènes électriques.

EXPÉRIENCES DE CAVENDISH ⁽¹⁾. — On ne s'est pas contenté d'admettre l'attraction d'après l'observation des phénomènes astronomiques : on a constaté encore qu'elle s'exerce réellement à la surface de la Terre et qu'une grosse masse de plomb y attire sensiblement une petite sphère de métal; on a mesuré cette action, et, la comparant à l'attraction terrestre, on a pu déterminer le poids du globe. Ces expériences ont été faites d'abord par Cavendish; mais l'idée ne lui en appartenait pas : elle est due à Mitchell, aussi bien que l'appareil dont Cavendish fit usage et qui lui fut légué. Ces expériences sont très délicates et comportent des détails très minutieux.

Un levier en sapin AB (fig. 2), léger et bien homogène, est

Fig. 2.



soutenu par son milieu à un fil métallique fin, fixé par le haut au plafond d'une chambre fermée. Aux deux extrémités du levier sont suspendues des balles identiques A et B, et deux lames d'ivoire CD, C'D' qui portent des divisions équidistantes. Ce fléau suspendu est entouré d'une boîte en acajou qui le préserve des agitations de l'air, et dont les extrémités, fermées par des glaces, laissent voir les divisions de CD et de C'D'; on les observe au moyen de lunettes à réticules, enchâssées dans le mur de la chambre, et l'on suit de l'extérieur tous les mouvements du levier.

(¹) CAVENDISH, *Transactions philosophiques*; 1798. Reproduit dans le XVII^e Cahier du *Journal de l'École Polytechnique*, p. 313.

Avant d'achever la description de l'appareil qui nous occupe, il faut commencer par étudier les conditions d'équilibre de ce levier AB. Appelons f la force qu'il faut appliquer à l'extrémité d'un levier de longueur 1, suspendu au même fil, pour le dévier d'un arc égal à l'unité; nous savons qu'il faudra une force fa pour le maintenir à une déviation a : cela veut dire que, dans l'appareil de Cavendish, la réaction de torsion du fil suspenseur équivaut à une force fa qui serait appliquée à un levier de longueur 1, ou à une force $F = \frac{fa}{l}$ agissant au centre de la balle A, si la demi-longueur AB est égale à l . On voit qu'elle est proportionnelle à un facteur constant et à la déviation a , c'est-à-dire au nombre de divisions n dont les mires CD, C'D' auront été déplacées. On peut donc écrire

$$F = kn.$$

k est déterminé par l'expérience (1).

(1) Pour mesurer cette force, nous supposons qu'après avoir tordu le fil nous le laissons revenir à sa position d'équilibre: il décrira une série d'oscillations successives, isochrones, et dont le temps sera donné par une formule analogue à celle du pendule:

$$t = \pi \sqrt{\frac{2ml^2}{f}}.$$

m exprime la masse de chacune des balles A et B, et $\frac{f}{2ml}$ est la force accélératrice des oscillations. On peut remplacer m par sa valeur $\frac{p}{g}$ et tirer de la formule la valeur de f , ce qui donne

$$f = \frac{2\pi^2 p l^2}{g t^2}.$$

Comme p , l et g sont des quantités connues, on n'aura qu'à faire osciller le levier et à mesurer le temps t d'une oscillation pour pouvoir calculer f : je suppose donc que l'on ait fait préalablement cette mesure de t , qu'ensuite on dévie le bras de levier, et qu'on mesure le nombre n de divisions dont les mires CD, C'D' se sont déplacées; si les longueurs de ces divisions sont α , $\frac{n\alpha}{l}$ exprime la valeur de l'arc a en unités de rayon, et la réaction du fil équivaut à une force $\frac{fa}{l}$ ou à $\frac{fn\alpha}{l^2}$ appliquée à la sphère A. En remplaçant f par sa valeur,

Cela posé, revenons à l'appareil pour en compléter la description. Il y a deux grosses sphères de plomb M et N, qui pèsent chacune 158^{kg} et qui sont soutenues par une règle tournante que l'on fait mouvoir de l'extérieur sans entrer dans la chambre; on peut les placer dans trois positions : la première perpendiculaire à AB, les deux autres MN et M'N' qui sont fixes et symétriques par rapport à la position d'équilibre AB du levier. Quand ces sphères sont mises dans la première direction, elles agissent également sur les balles A et B sans les déplacer, et l'observateur, en visant sur les deux mires, détermine et note leur position d'équilibre; après quoi il dirige les sphères en MN. A ce moment, M attire A, N attire B, le fil se tord, le levier se déplace et atteint une deuxième position d'équilibre quand l'attraction de M sur A et celle de N sur B sont devenues égales aux deux forces F qui expriment la réaction du fil; on mesure alors au moyen de deux lunettes le nombre n des divisions parcourues par les mires, et les deux forces F ou les attractions auxquelles elles font équilibre se calculent par la formule précédente

$$F = kn.$$

cette force est

$$\frac{fn\alpha}{l^2} = \frac{2\pi^2\alpha}{g} \frac{pn}{t^2};$$

enfin l'on peut remplacer cette force par deux autres appliquées chacune à A et à B, et égales à la moitié de la précédente. Soit F chacune de ces forces; on aura

$$F = \frac{\pi^2\alpha}{g} \frac{pn}{t^2}.$$

Dans l'appareil dont Cavendish se servait, la constante $\frac{\pi^2\alpha}{g}$ était égale à $\frac{1}{818}$, et l'on avait

$$F = \frac{1}{818} \frac{pn}{t^2}.$$

Il résultera donc de là que, si le levier vient à se déplacer, et que les mires CD, C'D' se soient écartées de n divisions, le fil reagira pour revenir à sa position d'équilibre, comme s'il était sollicité par deux forces appliquées l'une en A, l'autre en B, et égales toutes deux à $\frac{1}{818} \frac{pn}{t^2}$; on pourra donc les calculer si l'on connaît p , si l'on a mesuré au moyen des lunettes le déplacement n et si l'on a déterminé le temps t d'une oscillation du levier. On peut les exprimer par kn .

Au moment de l'équilibre, la distance des deux sphères M et A était connue. Désignons-la par d . On faisait ensuite une seconde observation en retournant les grosses sphères en M'N', et l'on prenait les moyennes. Cela suffit pour pouvoir calculer, comme nous allons le montrer, la constante de l'attraction, le poids total P' et la densité moyenne de la Terre.

1. Puisque, les sphères étant à une distance d , l'attraction sur A est F; elle serait Fd^2 si cette distance devenait égale à l'unité de longueur. Soient P et p les poids de la sphère M et de la balle A; on a, en désignant par K la constante de l'attraction,

$$Fd^2 = \frac{P}{g} \frac{p}{g} K,$$

$$K = \frac{F d^2 g^2}{P p}.$$

2. Proposons-nous maintenant de déterminer le poids P' de la Terre. La force Fd^2 est proportionnelle à l'attraction $\varphi = \frac{pK}{g^2}$ de l'unité de poids sur la balle A et au poids P de la sphère M; donc on a

$$Fd^2 = P\varphi.$$

D'un autre côté, l'attraction de la Terre sur la balle A est égale au poids p de cette balle pour une distance égale au rayon terrestre R. A une distance égale à l'unité, elle serait pR^2 : elle est aussi proportionnelle à φ et au poids P' de la Terre, ce qui donne

$$pR^2 = P'\varphi.$$

De ces deux équations on déduit

$$\frac{F}{p} = \frac{PR^2}{P'd^2},$$

et, en remplaçant F par sa valeur trouvée d'après les lois de la torsion, on a

$$\frac{F}{p} = \frac{kn}{p} = \frac{PR^2}{P'd^2}.$$

Dans cette dernière équation, nk et d sont des résultats de

l'observation, P est un poids de 158^{ks} , R est le rayon terrestre : on peut donc calculer le poids P' de la Terre.

3. Comme $P' = \frac{1}{3} \pi R^3 D$, on peut obtenir la densité moyenne D du globe terrestre.

$$D = \frac{3P'}{4\pi R^3}$$

Pour ne pas interrompre la suite des raisonnements, nous avons omis un détail important sur lequel il faut revenir. On a vu que, pour mesurer n , il fallait observer les mires, d'abord au moment de leur équilibre naturel, ensuite quand elles ont été déplacées par l'attraction. Or Cavendish a reconnu que ces mires n'étaient jamais fixes, et qu'elles oscillaient toujours à droite et à gauche de la position d'équilibre qu'elles devaient prendre; cette position ne pouvait donc être mesurée directement, et il fallait la conclure en prenant la moyenne des écarts extrêmes successifs. Cela permettait d'ailleurs de faire à la fois la mesure du temps t des oscillations et celle des deux positions d'équilibre que l'on devait comparer.

Nous n'entrerons pas ici dans tout le détail des calculs relatifs à ces expériences; il nous suffira d'en avoir indiqué les principes. On pourra, du reste, consulter le Mémoire original de Cavendish.

Cavendish employa successivement deux fils différents : le premier, très fin, faisait une oscillation en quatorze minutes, et le nombre des divisions parcourues par le point de repos quand les masses étaient approchées était égal à 16. Avec le deuxième fil, qui était plus gros, on avait $t = 7$, $n = 5,7$. Mais, dans les deux cas, les valeurs de D ont été trouvées égales entre elles et à 5,48. En moyenne, la Terre est donc $5 \frac{1}{2}$ fois plus dense que l'eau.

EXPÉRIENCES DE MM. CORNU ET BAILLE. — Depuis Cavendish, ces expériences ont été reprises plusieurs fois, d'abord par M. Reich ⁽¹⁾, qui a trouvé pour la densité moyenne de la Terre 4,49 et 5,56 dans deux séries différentes, ensuite par

M. Baily⁽¹⁾, qui en fut chargé par la Société astronomique de Londres et qui trouva pour moyenne de deux mille expériences le nombre 5,67. Enfin MM. Cornu et Baille⁽²⁾ ont exécuté récemment sur le même sujet un travail très complet et qui peut passer pour définitif.

En discutant la formule qui exprime la déviation du levier, on reconnaît que *dans des appareils géométriquement semblables (le temps d'oscillation du levier restant le même) la déviation est indépendante du poids des boules suspendues et en raison inverse des dimensions homologues*. MM. Cornu et Baille ont mis à profit cette observation pour réduire au quart les dimensions de l'appareil primitif de Cavendish. Les boules attirées ne pèsent chacune que 109^{gr}; elles sont supportées par un levier d'aluminium de 0^m,50 de longueur, suspendu à un fil de torsion en argent recuit de 4^m,15 de hauteur. La durée d'oscillation double du fil et du levier est de 6^m,38 environ. Enfin la masse attirante est constituée par une masse de mercure qui peut être contenue dans deux sphères creuses A et B de fonte de 0^m,12 de diamètre, placées d'un même côté du levier, en regard des deux boules, et dont l'effet se détruit quand elles sont vides. En faisant passer tout le mercure d'abord dans A, puis dans B, et observant les positions d'équilibre du levier *a'b'*, *a''b''* correspondantes, on double la déviation (fig. 3). Le déplacement de la masse attirante se fait par aspiration du mercure, et par suite sans secousses ni trépidations imprimées à l'appareil. Enfin, toutes les masses métalliques étant en communication avec le sol, on n'a pas à craindre les perturbations qui pourraient résulter d'une électrisation accidentelle des masses attirantes. Tout l'appareil était installé dans les caves de l'École Polytechnique.

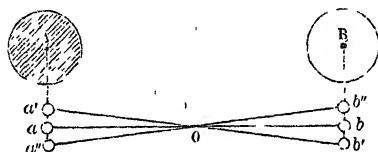
Freiberg. 1838. Reproduit dans les *Abhandlungen der Königl. Sächs. Gesellschaft*, t. I; 1852.

⁽¹⁾ BAILY, *Experiments with the torsion rod for determining the mean density of the earth* (Mem. of the royal astr. Society of London, t. XIV; 1843).

⁽²⁾ CORNU et BAILLE, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXVI, p. 954; t. LXXXVII, p. 571, 699 et 1001. Dans ces Mémoires on discute, en outre, les expériences antérieures et les conditions d'établissement d'une bonne balance de torsion.

Les déviations du levier étaient observées à l'aide d'un miroir porté par les boules attirées, d'une règle divisée et d'une lunette, c'est-à-dire par la méthode de Poggendorff (*voir* t. III, p. 3*), déjà employée par M. Reich. Mais MM.^s Cornu et Baille ont substitué à l'observation directe d'un grand nombre d'oscillations successives du levier l'enregistrement électrique

Fig. 3.



de la loi complète de ses oscillations, ce qui dispense l'observateur de compter le temps et qui permet en outre de conserver, sous forme de tracés graphiques, toutes les circonstances qui accompagnent l'observation.

Nous renverrons au Mémoire original pour de plus amples détails et nous nous bornerons à consigner ici le résultat général des observations. Une première série, faite en été, donne

$$\frac{K}{g^2} = 0,0146760, \quad D = 5,56;$$

une seconde série, faite en hiver.

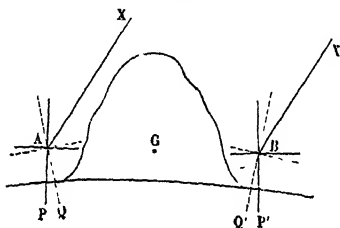
$$\frac{K}{g^2} = 0,0146836, \quad D = 5,50.$$

Mais les auteurs croient les nombres de la première série préférables, le levier ayant subi entre les époques des deux observations une légère flexion qui rend compte de la divergence d'environ 1 pour 100 entre les deux résultats.

DÉVIATION DU FIL À PLOMB PAR LES MONTAGNES. — Il y a une deuxième méthode au moyen de laquelle on peut déterminer la densité moyenne de la Terre : nous n'en dirons que ce qu'il

faut pour en faire comprendre le principe. Bouguer⁽¹⁾ imagina de placer un fil à plomb dans le voisinage d'une montagne et de mesurer la déviation qu'il éprouve par l'attraction de la masse placée près de lui; mais ses expériences ont conduit à un résultat à peine sensible. Maskelyne⁽²⁾ reprit cette idée et la réalisa avec beaucoup de soin et de succès. Il choisit en Écosse le mont Shéhallien, qui est isolé, dont la constitution géologique est bien connue et la forme peu compliquée : de façon qu'il put en mesurer le volume, en calculer le poids total, aussi bien que la position du centre de gravité. Cela fait, il prit deux stations A et B (fig. 4) dans un plan passant par le centre de

Fig. 4.



gravité G et parallèle au méridien du lieu, et il observa la hauteur du pôle au-dessus de l'horizon pour les deux stations. Si la montagne n'existait pas entre ces deux lieux, les deux verticales AP et BP' feraient un angle égal à la différence des latitudes géographiques, déterminée par une triangulation; mais, l'attraction des masses interposées se faisant sentir, les verticales deviennent AQ et BQ', les deux horizons se relèvent vers la montagne, et la hauteur du pôle est augmentée à la station B et diminuée en A; on mesura ces hauteurs, et l'on en déduisit pour chaque station la déviation de la verticale.

Dès lors, à l'une des stations (fig. 5), par exemple, la Terre

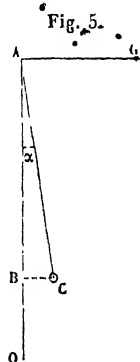
(1) La figure de la Terre déterminée par les observations de M.M. Bouguer et de la Condamine, t. IV, Section VII, p. 375; Paris, 1749. Newton affirmait déjà qu'une montagne de 3 milles anglais de hauteur et de 6 milles de largeur produirait une déviation de la verticale de $1'15''$ (*A Treatise of the system of the world*, by sir Is. NEWTON, London, 1728).

(2) MASKELYNE et HUTTON, *Philosophical Transactions*, 1775 et 1778.

agirait suivant ABO si la montagne n'existait pas, et l'attraction serait $\frac{\varphi P'}{R^2}$. D'autre part, la montagne agit suivant la ligne AC, que nous supposons horizontale, avec une force $\frac{\varphi P}{d^2}$, P désignant le poids de la montagne et d la distance du centre de gravité. Le pendule sera alors sollicité par deux forces perpendiculaires, prendra la direction de la résultante AC et fera avec AB un angle α qui est la déviation mesurée, et l'on a

$$\tan \alpha = \frac{\frac{P}{d^2}}{\frac{P'}{R^2}} = \frac{PR^2}{P'd^2}.$$

On calcule donc le poids de la Terre P' , et l'on aura sa densité en remplaçant P' par $\frac{4}{3}\pi R^3 D$. Maskelyne trouva pour D un nombre égal à 5 environ; ce résultat, qui n'a évidemment qu'une valeur approximative, eu égard à l'incertitude des données qu'il met en œuvre, présente avec ceux, beaucoup plus précis, que nous avons déjà trouvés un accord qui paraîtra sans doute suffisant.



VARIATION DE LA PESANTEUR DANS L'INTÉRIEUR DU GLOBE. — Il convient de signaler encore des expériences exécutées en 1856 par M. Airy ⁽¹⁾. On reconnaît aisément que, si la Terre était homogène, la pesanteur devrait diminuer à mesure que l'on pénétrerait au-dessous de la surface, car l'action des couches supérieures se retranche de celle que produit la masse inférieure. Le calcul ⁽²⁾ montre que l'attraction exercée sur un point intérieur par la portion du globe comprise entre sa surface et une sphère concentrique passant par ce point est

⁽¹⁾ AIRY, *Philosophical Transactions*, 1856; *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XXXIX, p. 1101; *Ann. de Chimie et de Phys.*, 3^e série, t. XLIII, p. 381.

⁽²⁾ Voir ce calcul au Chapitre du Potentiel électrique.

entièrement nulle; il ne reste, par conséquent, que l'attraction du noyau compris dans cette sphère. Mais, si la densité du globe va en croissant de la surface au centre, la pesanteur pourra augmenter jusqu'à une certaine profondeur; car, si, d'une part, un point intérieur n'est plus soumis à l'attraction de l'enveloppe, d'autre part il se trouve plus rapproché des couches centrales, qui sont plus denses, et le dernier effet peut l'emporter sur le premier. M. Roche⁽¹⁾, en s'appuyant sur des considérations astronomiques, a trouvé que la densité D_1 , à une distance R_1 du centre de la Terre, peut se représenter par $D_0(1 - 0,8R_1^2)$, en désignant par D_0 la densité au centre; R_1 est exprimé en fractions du rayon. En supposant la densité moyenne du globe égale à 5,5, on aurait 2,1 à la surface et 10,6 vers le centre. Il en résulterait que la pesanteur croît jusqu'à une profondeur égale au sixième du rayon; là g_1 surpasse g de plus de $\frac{1}{15}$; puis elle diminue. Au tiers du rayon, elle reprend

la même grandeur qu'à la surface; enfin elle continue à décroître rapidement jusqu'au centre, où elle est nulle.

Les expériences de M. Airy ont justifié cette manière de voir. Il a placé deux pendules identiques, l'un sur le sol, l'autre au fond de la mine de Harton, à une profondeur de 384^m. Chacun d'eux était muni d'une horloge astronomique; on observait leurs oscillations par la méthode des coïncidences, et l'on en mesurait la durée par les indications de l'horloge correspondante. Enfin, on comparait l'horloge inférieure à l'horloge supérieure au moyen de signaux électriques qui se transmettaient instantanément, et dont on notait le temps sur les deux horloges. On trouva de cette manière que le pendule inférieur avance en vingt-quatre heures sur le pendule supérieur de $2\frac{1}{4}$ oscillations, et l'on en conclut que la pesanteur augmente de la surface du sol au fond de la mine de $\frac{1}{19190}$. La formule de

M. Roche donnerait $\frac{1}{19530}$.

(1) ROCHE, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XXXIX, p. 1215; 1854.

Il est facile de déduire de ce résultat la densité moyenne du noyau terrestre. En effet, l'accélération provenant du noyau seul a été mesurée par le pendule inférieur et trouvée égale à g_1 , elle serait, à la surface extérieure de la Terre; $\frac{R_1^2}{R^2} = g'_1$. En retranchant g'_1 de g , qui a été obtenu par le pendule supérieur, on a donc l'accélération partielle qui résulterait de l'enveloppe, et, comme les attractions de l'enveloppe et du noyau se font comme si leurs masses étaient concentrées au centre de la Terre, elles sont proportionnelles à leurs poids ou aux produits de leurs volumes par leurs densités D et D_1 ; on a donc

$$\frac{g - g'_1 \frac{R_1^2}{R^2}}{g'_1 \frac{R_1^2}{R^2}} = \frac{\frac{4}{3}\pi(R^3 - R_1^3)}{\frac{4}{3}\pi R_1^3} \frac{D}{D_1} = \frac{(R^3 - R_1^3)}{R_1^3} \frac{D}{D_1},$$

$$\frac{D}{D_1} = \frac{\frac{g}{g'_1} \frac{R^2}{R_1^2} - 1}{\frac{R^3}{R_1^3} - 1}, \quad \frac{D_1}{D} = 1 + \frac{\frac{R}{R_1} - \frac{g}{g'_1}}{\frac{g}{g'_1} - \frac{R^2}{R_1^2}}.$$

Or, en étudiant les terrains placés au-dessus de la mine, on peut trouver la densité moyenne D de l'enveloppe au voisinage du lieu où l'on opère, et, comme les parties les plus rapprochées exercent une action prépondérante, on peut, sans erreur sensible, prendre cette densité moyenne D comme représentant celle de l'enveloppe tout entière. On peut donc calculer la valeur de D_1 , c'est-à-dire de la densité moyenne du noyau. M. Airy la trouve comprise entre 6 et 7.

Il faut donc admettre que le globe contient dans sa profondeur des matières plus denses que celles qui composent sa surface. Quant à la vraie valeur de la densité moyenne de la Terre, on doit évidemment préférer les nombres obtenus par la méthode de Cavendish, qui n'introduit dans le calcul que des éléments susceptibles de détermination directe et précise. Nous adopterons le nombre 5,56, déduit des expériences de MM. Cornu et Baille.

ÉLECTRICITÉ STATIQUE.

ÉLECTRICITÉ STATIQUE.

CHAPITRE PREMIER.

PHÉNOMÈNES GÉNÉRAUX DE L'ÉLECTRICITÉ.

Historique. — Distinction des corps conducteurs et non conducteurs. — Distinction des deux espèces d'électricité. — Séparation des deux électricités par le frottement. — Hypothèse des deux fluides électriques.

HISTORIQUE ⁽¹⁾. — Les anciens savaient qu'en frottant l'ambre jaune ⁽²⁾ avec une étoffe de laine on lui donne la propriété d'attirer les corps légers : c'est là tout ce qu'ils nous ont légué de connaissances sur un sujet qui devait prendre dans la suite d'immenses développements, et c'est tout ce que l'on en a su jusqu'au xvi^e siècle, où Gilbert ⁽³⁾, en répétant la même expérience avec le verre, le soufre, la gomme laque, etc., fit voir que cette vertu attractive, loin d'appartenir exclusivement à quelques substances exceptionnelles, peut, au contraire, se communiquer à une classe très nombreuse de corps et constitue une propriété générale qui mérite une étude suivie. C'est cette étude que nous commençons aujourd'hui.

Pour répéter l'expérience fondamentale de Gilbert, on prend

⁽¹⁾ Pour tout ce qui concerne l'électricité statique, on consultera avec fruit l'excellent *Traité d'électricité statique* publié par M. Mascart, 2 vol. in-8°; Paris, 1876.

⁽²⁾ En grec ἤλεκτρον, d'où le nom d'électricité. L'ambre jaune est une résine fossile.

⁽³⁾ *De magnete magneticisque corporibus*. Londres, 1600.

un gros bâton de verre, de cire d'Espagne, de gomme laque ou de soufre; on le saisit d'une main par l'une de ses extrémités et on le frotte vivement dans toute sa longueur avec une étoffe de laine ou une peau de chat; on l'approche ensuite d'une table sur laquelle ont été déposés de la sciure de bois, des barbés de plumes ou en général des fragmens déliés de corps légers, et on les voit s'envoler d'abord vers le cylindre frotté, qui les attire, puis se disperser dans toutes les directions par l'effet d'une répulsion qui, après le contact, succède à l'attraction. Cette répulsion a été observée pour la première fois par Otto de Guericke ⁽¹⁾.

Quand, au lieu de présenter le bâton frotté à des corps légers, l'opérateur l'approche de sa joue sans la toucher, il éprouve un chatouillement comparable à celui que cause une toile d'araignée. Si le bâton a de grandes dimensions et qu'il ait été frotté pendant longtemps, ces impressions s'exagèrent; on sent une série de picotements douloureux, on entend une suite de décrépitations, et l'on voit dans l'obscurité de nombreuses étincelles lumineuses ⁽²⁾ éclater entre les organes et les parties du bâton qui les viennent approcher; après quoi ces parties ont perdu les propriétés qu'elles avaient reçu par le frottement et se retrouvent à leur état naturel.

En considérant ces manifestations dans leur ensemble, on reconnaît que, à la suite d'une action mécanique exercée sur eux quand on les frotte, les corps que nous considérons ont acquis la propriété de produire spontanément des actions mécaniques particulières, dont les principales consistent en attractions ou répulsions; ces actions s'exercent évidemment aux dépens de l'énergie mécanique absorbée dans l'acte du frottement, et, quand cette énergie est épuisée, les corps frottés se retrouvent à leur état naturel. C'est ce qui arrive par suite d'un contact prolongé des corps frottés soit avec nos organes ou avec le sol. Pendant qu'ils sont susceptibles d'attirer les corps légers, on dit qu'ils sont *électrisés* ou chargés d'*électricité*. Il convient d'observer que ces mots ne constituent pas une expli-

(1) OTTO DE GUERICKE, *Experimenta Magdeburgica*, Lib. IV, Cap. XV.

(2) Observées pour la première fois par Otto de Guericke.

cation ; ils signifient simplement que les corps ainsi désignés jouissent des propriétés que nous venons de constater ci-dessus.

Gilbert avait reconnu que, s'il existe un certain nombre de substances qui peuvent s'électriser, on trouve une catégorie plus nombreuse encore de corps incapables de recevoir cette propriété par le frottement : de ce nombre sont les métaux, les pierres, les organes des animaux et des végétaux. Il crut dès lors devoir partager les corps en deux grandes classes, comprenant, la première ceux qui s'électrisent, et on les appela *idio-électriques*, la deuxième ceux qui ne s'électrisent pas directement quand on les frotte : ils furent nommés *anélectriques*. Cette distinction était très naturelle ; mais on découvrit bientôt que les différences auxquelles elle correspond ne sont point aussi essentielles qu'elles le paraissent au premier abord.

DISTINCTION DES CORPS CONDUCTEURS ET NON CONDUCTEURS. —

En 1727, le physicien Gray (1) électrisait un tube de verre creux qu'il avait fermé par un bouchon de liège, et il vit ce bouchon prendre la propriété d'attirer les corps légers toutes les fois que l'on frottait le tube, bien qu'il fût incapable d'acquiescer cette propriété quand on le frottait directement ; on fut donc conduit à admettre qu'il prenait et gardait ensuite la propriété électrique, la recevant du verre par communication. Voulant étendre ces résultats, Gray attachait au bouchon une corde de chanvre dont la longueur était de 133^m ; il la tendait horizontalement en la soutenant par des rubans de soie qui la suspendaient au plafond de la salle, et, toutes les fois qu'il frottait le tube de verre, il voyait l'action électrique s'exercer dans toute l'étendue de la corde, jusqu'à son extrémité la plus éloignée. La première conséquence qui ressort de cette expérience capitale, c'est que la propriété électrique est susceptible de se transmettre par la corde jusqu'à des distances quelconques, et c'est ce qu'on exprime en disant que le chanvre est *conducteur de l'électricité*. Un accident qui survint com-

pléta heureusement l'expérience : un des rubans de soie se rompit, on le remplaça par un fil de laiton, et après cette substitution la corde cessa de manifester des attractions. La soie empêchait donc la propriété électrique de se perdre, ce que ne fait pas le laiton. On dit que la soie est un corps isolant.

Une heureuse analogie permet de réunir entre eux les phénomènes observés par Gray et nous sera plus tard d'une grande utilité. Considérons le tube de verre frotté comme un réservoir d'eau, la corde de chanvre comme un tuyau en communication avec ce réservoir et placé à un niveau inférieur. « L'eau s'écoule dans ce tuyau et, pourvu que les parois en soient parfaitement étanches, ne se déverse pas au dehors; mais, s'il y a quelque part une fissure, l'eau se répand et le réservoir ainsi que le tube se vident complètement. L'air qui environne la corde de chanvre, les fils de soie qui la soutiennent sont des substances isolantes et se comportent comme des parois étanches; mais le fil de laiton est conducteur et joue dans l'expérience de Gray le même rôle que la fissure dans les parois du tube plein d'eau que nous avons imaginé.

C'est grâce à une comparaison de ce genre, faite au moins implicitement, que les physiciens du siècle dernier ont été conduits à considérer l'électricité comme une matière susceptible de s'écouler, ou un *fluide*. Les corps électrisés en contiennent une certaine quantité, qui ne peut s'y maintenir que s'ils sont limités de toutes parts par des isolants. S'ils communiquent avec le sol par l'intermédiaire de conducteurs, leur électricité s'écoule, et ils se trouvent déchargés.

En faisant la liste des corps conducteurs, on reconnut bientôt qu'elle comprend tous les anélectriques, et l'on trouva d'un autre côté que toutes les substances idio-électriques sont isolantes. En y réfléchissant, on reconnaît aisément qu'il ne peut en être autrement : pour qu'un corps puisse acquérir de l'électricité, il faut, en effet, non seulement qu'elle y soit développée pendant le frottement, mais il est encore nécessaire qu'elle y demeure et ne se dissipe point pendant le temps qu'on la produit; d'où il suit que les idio-électriques doivent être nécessairement mauvais conducteurs. Mais il en est tout

autrement des corps qui conduisent l'électricité, car toute celle qui pourrait se développer sur eux serait immédiatement transmise à la main qui les tient, et se répandrait dans la terre pour s'y perdre; de là vient que si ces corps ne montrent point d'électricité quand on les a frottés, cela ne prouve que leur impuissance à la garder, et, pour savoir s'ils sont réellement aptes à la produire, il est nécessaire de les isoler de la main en les soutenant par un manche de verre. En prenant cette précaution, tous les corps s'électrisent également bien, qu'ils soient ou non conducteurs, quand on les frotte avec une étoffe de laine. En résumé, il n'y a pas de corps anélectriques, toutes les substances peuvent être électrisées; mais il y a des corps isolants ou conducteurs, c'est-à-dire qui perdent ou gardent la vertu électrique qu'ils reçoivent quand on les frotte.

La faculté de conduire l'électricité n'est point une propriété dont les corps soient absolument doués ou absolument dépourvus; on peut dire qu'ils la possèdent tous, mais à des degrés extrêmement divers, et on peut les ranger dans une série à peu près continue, par ordre de conductibilité décroissante, depuis ceux où elle est la plus grande et qui sont les meilleurs conducteurs, jusqu'à d'autres où elle n'est plus sensible et qui sont les substances isolantes. C'est ainsi qu'on a dressé le tableau qu'on va lire; on verra que généralement la faculté conductrice est une propriété inhérente à la nature même des corps; mais cela n'est point absolu et l'état moléculaire a ici une influence notable. C'est ainsi que le soufre et le verre, isolants quand ils sont pris en gros fragments, deviennent conducteurs lorsqu'ils sont en poudre. Le charbon de bois et le diamant isolent, mais l'anthracite, le charbon calciné et celui des cornues à gaz sont de bons conducteurs. L'eau et sa vapeur conduisent, tandis que la glace à une basse température ne le fait plus. Ajoutons encore que la plupart des corps deviennent conducteurs à la température rouge; tels sont au moins le verre, les cristaux, les gaz, les flammes, etc.

Liste de diverses substances par ordre de conductibilité décroissante.

CONDUCTEURS.

Métaux.	Végétaux.
Charbon calciné.	Animaux.
Plombagine.	Flamme.
Acides.	Vapeur d'eau.
Solutions salines.	Air raréfié.
Minerais métalliques.	Verre pulvérisé.
Eau (<i>non distillée</i>).	Fleur de soufre.

ISOLANTS.

Glace.	Soie.
Phosphore.	Diamant.
Chaux.	Mica.
Craie.	Verre.
Lycopode.	Jais.
Caoutchouc.	Cire.
Camphre.	Huiles fixes.
Marbre.	Essence de térébenthine.
Porcelaine.	Sulfure de carbone.
Bois sec et chauffé.	Gutta-percha.
Air et gaz secs.	Soufre.
Papier sec.	Résines.
Plumes.	Ambre.
Cheveux, laine.	Gomme laque.

Ces notions sur la conductibilité des corps vont nous conduire à quelques conséquences. Si nous touchons avec la main ou avec un conducteur communiquant au sol un point d'un corps électrisé, ce point cède, sous la forme d'une étincelle, l'électricité qu'il avait, elle chemine le long du conduit qui lui est offert et arrive dans le sol où elle se distribue; là elle cesse d'être sensible, puisqu'elle se répand sur l'immense étendue de la terre : c'est pour cette raison que l'on donne à la terre le nom de *réservoir commun*. C'est en établissant cette communication que l'on enlève l'électricité des points que l'on touche et qu'on les ramène à l'état naturel, et c'est ce qu'on appelle

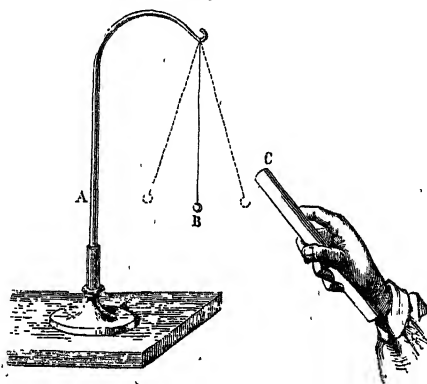
Mais les effets observés dans cette expérience sont essentiellement différents, suivant que le corps électrisé que l'on touche est conducteur ou non. S'il ne l'est pas, on ne prend l'électricité qu'aux points eux-mêmes sur lesquels se fait le contact, et les autres ne se déchargent pas; aussi l'étincelle qui jaillit est-elle à peine perceptible. Quand, au contraire, le corps électrisé est conducteur, il suffit de toucher un de ses points pour lui enlever la totalité de son électricité et le ramener à l'état naturel dans toutes ses parties; alors l'étincelle est allongée et jaillit avec un bruit sec semblable à celui d'un coup de fouet.

C'est en utilisant ces propriétés isolantes et conductrices que l'on parvient à transmettre et à retenir sur les appareils l'électricité dont on veut étudier l'effet. Si l'on veut donner de l'électricité à un corps, on le joint aux appareils qui la produisent par des tiges ou des chaînes de métal, et, pour l'y maintenir après l'y avoir amenée, on le soutient sur des supports qui ne la conduisent pas; ces supports sont habituellement des pieds de verre vernis à la gomme laque ou des cordons de soie attachés au plafond. Il faut encore se prémunir contre une autre cause de déperdition électrique qui vient trop fréquemment annuler les résultats : l'air est un corps isolant, quand il est sec; mais il cesse de l'être s'il est humide, et, dans ce cas, toute manifestation électrique disparaît rapidement. Outre cela, comme les isoloirs de verre sont hygrométriques, ils se couvrent de vapeur condensée pendant les temps humides et ils cessent de retenir l'électricité : d'où vient la nécessité de chauffer les appareils, de frotter les supports avec des étoffes séchées au feu et souvent d'enfermer les conducteurs dans des cloches de verre où l'on dépose des substances desséchantes. Après avoir indiqué ces règles pratiques, nous pouvons continuer l'étude des propriétés électriques.

DISTINCTION DES DEUX ESPÈCES D'ÉLECTRICITÉ. — Il nous faut d'abord revenir sur le phénomène de l'attraction des corps légers, pour l'analyser plus complètement. Suspendons à un support en verre A (*fig. 6*) une balle conductrice de moelle de sureau par l'intermédiaire d'un fil de soie très fin qui produit

électrisé quelconque. Après le contact, la balle aura reçu de l'électricité par communication, absolument comme la corde de chanvre en avait pris au tube de verre frotté dans l'expérience de Gray, et, puisque cette balle est isolée par le fil de soie, elle va garder cette électricité; on peut s'en assurer d'ailleurs en lui présentant de la sciure de bois qu'elle attirera. Une fois que l'on aura constaté qu'elle est réellement électrisée, on approchera de nouveau le bâton : le pendule sera repoussé très énergiquement, et cette répulsion durera tant qu'il restera

Fig. 6.



sur chacun des deux corps une quantité suffisante d'électricité. Cette expérience peut se faire et réussit également bien avec des cylindres de verre, de soufre, de cire, d'ambre, etc., et l'on peut dire généralement que deux corps chargés d'une électricité, qui a été donnée par communication de l'un à l'autre, se repoussent mutuellement.

Prenons maintenant deux bâtons, l'un de verre, l'autre de résine, électrisés tous deux par le moyen d'une étoffe de laine; commençons par toucher le pendule avec le verre, et, le laissant ensuite dans l'état électrique que ce contact lui donne, approchons alternativement de lui tantôt le verre, tantôt la résine : il sera repoussé par le premier, ce que nous savons déjà par l'expérience précédente; mais il sera attiré par le second. Inversement, ce même pendule, s'il a primitivement

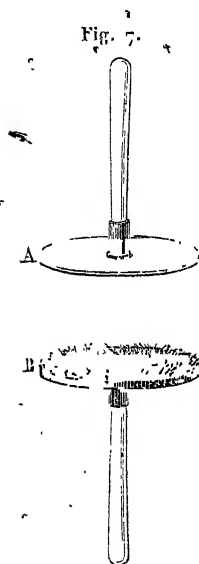
touché la résine, sera repoussé par elle et attiré par le verre. Cette expérience capitale nous apprend que les deux bâtons exercent des actions opposées : il existe deux modes d'électrisation qui se développent par le frottement, l'un sur le verre, l'autre sur la résine ; et, puisque nous n'avons imaginé l'électricité que pour rendre compte des attractions ou répulsions électriques, il nous est loisible d'attribuer les effets inverses que nous observons à deux électricités distinctes, l'une *vitree*, l'autre *résineuse*. Comme, d'ailleurs, un corps électrisé ne pourra agir sur le pendule électrique que pour l'attirer ou le repousser, l'électricité dont il sera chargé sera nécessairement de même espèce que celle du verre ou de la résine, et nous ne pouvons concevoir un troisième mode d'électrisation.

L'expérience qui précède et son interprétation sont dues à Dufay ⁽¹⁾, intendant du jardin du Roi. Nous pouvons les résumer par l'énoncé suivant : *Les corps chargés d'électricité de même nom se repoussent et ceux qui ont des électricités contraires s'attirent.*

SÉPARATION DES DEUX ÉLECTRICITÉS PAR LE FROTTEMENT. — Si l'on réfléchit maintenant aux conditions de l'expérience par laquelle on développe l'électricité, on voit que, les deux corps étant frottés l'un contre l'autre et l'un d'eux s'électrisant, il est extrêmement probable que l'autre s'électrise aussi ; c'est ce dont on va s'assurer par l'expérience suivante. On se procure deux plateaux circulaires A et B (*fig. 7*) dont l'un est en verre, pendant que l'autre est formé par un disque de métal recouvert d'une étoffe de laine collée sur la surface : tous deux sont munis de manches isolants qui servent à les manœuvrer. On les fait frotter l'un contre l'autre, ensuite on les sépare vivement et on les présente alternativement à un pendule isolé que l'on a primitivement chargé avec l'électricité vitrée. Le plateau de verre repousse ce pendule et le disque de drap l'attire ; mais le drap repousserait et le verre attirerait ce pendule s'il avait primitivement été chargé d'électricité résineuse. On

voit donc que, si l'on frotte deux corps entre eux, tous deux reçoivent de l'électricité, et de plus elle est vitrée sur l'un et résineuse sur l'autre; on ne peut donc développer l'une sans obtenir l'autre en même temps, et c'est là une loi générale que tous les cas particuliers confirment.

Une conséquence forcée découle de la loi précédente : c'est qu'une même substance ne recevra pas toujours la même



espèce d'électricité quand on la frottera avec des corps différents; car si le verre et la résine se chargent vitreusement et résineusement avec la laine, il faut que cette laine prenne dans le premier cas l'électricité résineuse et dans le second l'électricité vitrée; et si cette inversion se produit pour la laine, on prévoit que le verre et la résine eux-mêmes n'auront pas toujours la même espèce d'électricité quand ils seront frottés par d'autres corps que la laine : c'est, en effet, ce qui a lieu, et cela nous montre qu'il y a convenance à changer les deux mots par lesquels Dufay distinguait les deux espèces d'effets électriques. Nous appellerons à l'avenir électricités *positive* et *négative* celles que la laine développe sur le verre et la résine. Ces nouvelles désignations, qui viennent d'une théorie imaginée

par Franklin ⁽¹⁾, ont été consacrées par l'usage. Elles expriment très bien que le sens de la force exercée entre deux corps électrisés se renverse quand on change la nature de l'électricité de l'un quelconque des deux corps.

Pour compléter ce sujet, il faudrait pouvoir déterminer les conditions qui président à la distribution des deux électricités sur les deux corps frottés; malheureusement c'est une question extrêmement complexe. La seule chose que l'on ait pu faire a été de dresser le Tableau suivant, où les corps sont

(¹) FRANKLIN, *Lettres sur l'électricité; Opinions et conjectures sur les propriétés et sur les effets de la matière électrique*; 1749.

rangés dans un ordre tel, qu'ils sont positifs quand on les frotte avec ceux qui les suivent et négatifs avec ceux qui les précèdent.

Poil de chat vivant.
Verre poli.
Étoffes de laine.
Plumes.
Bois.

Papier.
Soie.
Gomme laque.
Résine.
Verre dépoli.

D'après cela, le poil d'un chat vivant sera toujours positif et le verre dépoli toujours négatif. Mais ce Tableau est loin de résumer toutes les conditions qui déterminent la distribution des deux électricités. Une foule de circonstances, dont quelques-unes paraissent très insignifiantes, ont une influence capitale sur le résultat. Pour en donner l'idée, il suffira de citer les singularités que le verre présente. Canton ⁽¹⁾ prit un long cylindre de verre dont la moitié avait été dépolie à l'émeri; il le frotta dans toute sa longueur avec une étoffe de laine et trouva ensuite les parties polies chargées positivement, pendant que la moitié rugueuse était négative. Deux disques du même verre, entre lesquels il n'y a d'autre différence que le poli, s'électrisent entre eux et dans le même sens que précédemment. Quand il a été chauffé dans la flamme de l'alcool et refroidi ensuite, ou bien baigné dans un acide concentré et rincé à l'eau distillée, ce même verre devient négatif. Il en est encore de même s'il est chaud et frotté sur du verre froid; enfin deux disques identiques s'électrisent par leur frottement mutuel, tantôt dans un sens et tantôt dans l'autre. On a remarqué en général que deux corps identiques peuvent s'électriser mutuellement et que celui qui s'échauffe le plus devient négatif : c'est ce qu'on réalise en frottant une petite surface sur une grande ou en promenant un long ruban de soie perpendiculairement à la largeur d'un autre ruban pareil. Ce sont là des faits qu'il faut

(1) CANTON, *Transactions philosophiques*, 1753. Voir aussi, sur le signe de l'électricité prise par la peau de chat, les expériences de M. Hagenbach, *Carl's Repertorium*, t. VIII, p. 65, et *Journal de Physique* de M. d'Almeida, t. II, p. 36;

accepter et dont l'explication est évidemment encore impossible.

Mais s'il n'y a rien de général à dire sur le sens de cette distribution, il y aura une loi très remarquable qui règle les proportions des deux électricités développées. Que l'on frotte l'un contre l'autre deux plateaux quelconques isolés et pris à l'état naturel, on les trouvera chargés d'électricités contraires quand on les séparera; mais si on les réunit ensuite de manière à mettre toutes leurs parties frottées en contact, chacun d'eux reçoit peu à peu de l'autre et lui cède par communication la moitié de l'électricité qu'il possède, et tous deux finissent par se retrouver à l'état naturel comme ils y étaient avant d'avoir été frottés ⁽¹⁾. Les deux électricités développées sont donc de telle nature et en telle proportion, que séparées elles produisent des actions attractives et répulsives opposées, et que réunies elles annulent réciproquement leurs effets. On dit alors que ces quantités d'électricités contraires sont *égales*, puisqu'elles s'annulent : il vaudrait mieux dire *équivalentes*, car il n'y a d'égalité qu'entre des choses de même espèce.

Tout ce que nous venons de découvrir par les expériences précédentes se réduit à cinq faits généraux, c'est-à-dire à cinq lois élémentaires qui sont les principes essentiels de toutes les actions électriques et qui serviront à prévoir les phénomènes qui nous restent à décrire. On peut résumer ces lois de la manière suivante : 1^o les corps frottés attirent les corps légers, ils s'électrisent; 2^o il y a des substances qui transmettent la vertu électrique et d'autres qui la maintiennent fixement sur eux : il y a donc des corps conducteurs et des corps isolants; 3^o il existe deux modes différents d'électrisation ou deux électricités : les corps se repoussent ou s'attirent suivant qu'ils ont de l'électricité de même nom ou de nom contraire; 4^o le frottement développe sur les deux substances qui se frottent des quantités équivalentes d'électricités opposées; 5^o les électricités contraires en proportions équivalentes détruisent leurs effets en se réunissant.

Jusqu'à présent nous nous sommes borné à exposer les

(1) *OEpinii tentamen theoriæ electricitatis et magnetismi*, p. 63; 1759.

phénomènes électriques tels que l'expérience nous les a montrés, et nous avons pris le soin de n'y mêler aucune considération théorique destinée à nous les expliquer; c'est qu'en effet il y a dans ces actions tant d'inconnu et tant d'imprévu, que, pour nous en représenter la cause, il n'y a d'autres ressources que celles des hypothèses, et qu'en nous y abandonnant nous courons le danger à peu près certain de nous tromper. On ne s'est point arrêté devant ce danger, et l'on a imaginé un système qui coordonne les faits avec assez de commodité, qui a tout le degré de simplicité possible et qu'il faut maintenant exposer, non qu'on le croie démontré, ou qu'on le considère même comme probable, mais parce qu'il a été longtemps accepté par les physiciens et qu'il a introduit dans le langage des expressions consacrées auxquelles il faut se conformer. Une fois qu'on ne le considère plus que comme hypothétique et provisoire, il n'y a aucun inconvénient à le conserver.

HYPOTHÈSE DES DEUX FLUIDES ÉLECTRIQUES. — I. On admet que tous les corps à l'état naturel contiennent en eux une quantité indéfinie, ou au moins qu'on ne peut épuiser, d'une matière subtile et sans poids, que l'on désigne sous le nom de *fluide électrique neutre*.

II. Ce fluide est complexe; c'est un corps formé par la réunion de deux espèces de molécules, les unes *positives*, les autres *negatives*; quand elles sont réunies, le corps qui les contient est à l'état naturel; quand il y a un excès plus ou moins grand de l'une ou de l'autre espèce de molécules, le corps est plus ou moins électrisé, positivement ou négativement.

III. Les deux fluides peuvent circuler avec une grande rapidité à travers certains corps qui sont *conducteurs*; mais ils restent fixés sur les molécules des substances *isolantes*, sans pouvoir cheminer d'un point à un autre.

IV. Quand on frotte deux corps l'un sur l'autre, le fluide neutre se décompose, les molécules positives passent d'un côté et les négatives de l'autre; dès lors les deux corps se chargent d'électricités contraires; dès lors aussi, quand on les

réunit après le frottement, ils doivent se remettre à l'état naturel, puisque les deux fluides se recombinent pour reproduire l'électricité neutre.

V. On admet que les molécules de même nom se repoussent, et que les fluides de nom contraire s'attirent, en vertu d'une affinité spéciale qui tend à les réunir quand ils sont en présence et que le frottement parvient à vaincre. Si cela est ainsi, deux corps électrisés avec des fluides de même nom ou de noms contraires devront se repousser ou s'attirer, c'est-à-dire s'éloigner ou se rapprocher sous l'influence des actions que les fluides exercent entre eux, actions qui entraînent la matière elle-même.

Ce système a été imaginé par Symmer⁽¹⁾; ce n'est pas le seul que l'on ait inventé, mais celui qui a trouvé le plus de crédit, malgré ce que l'hypothèse de l'existence du fluide neutre présente de difficultés graves. On voit que ce système ne fait que traduire les lois générales que nous avons exposées, en les faisant dépendre de propriétés que l'on attribue à des fluides imaginaires. On verra par la suite qu'il explique aisément la plupart des effets électriques qu'il nous reste à faire connaître.

(1) SYMMER. *Philosophical Transactions*; 1759

CHAPITRE II.

LOI DE COULOMB.

Balance de torsion. — Loi des répulsions. — Loi des attractions. — Méthode des oscillations. — Quantités d'électricité. — Expériences de Coulomb relatives aux quantités d'électricité. — Recherches récentes sur la loi de Coulomb.

Après avoir reconnu le sens des actions électriques, il faut chercher à déterminer les lois numériques qui les règlent. Dans ce sujet d'études, nous devons nous attendre à rencontrer de grandes difficultés, car les forces que nous allons mesurer sont extrêmement petites, et, d'un autre côté, elles diminuent graduellement pendant les expériences, puisque les corps perdent assez rapidement l'électricité qu'on leur a donnée. Coulomb parvint néanmoins à comparer ces forces par un procédé qui ne laisse rien à désirer sous le rapport de l'exactitude et que nous connaissons déjà pour l'avoir employé à mesurer l'attraction universelle. Concevons un fil métallique extrêmement fin, fixé à son extrémité supérieure et supportant à l'autre bout une aiguille horizontale isolante terminée par une balle de sureau; si nous touchons cette balle avec un corps électrisé, il la repoussera en déviant l'aiguille, et la torsion que le fil éprouvera agira pour ramener la balle dans sa position première. On pourra donc équilibrer la répulsion électrique par la force de torsion, et, comme celle-ci est proportionnelle à l'angle de torsion, on comparera les forces électriques en comparant les angles dont il faudra tordre le fil pour les équilibrer.

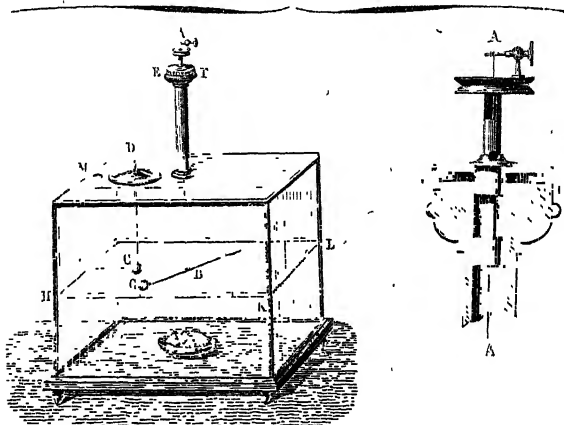
BALANCE DE TORSION. — La balance de torsion que Coulomb ⁽¹⁾

(1) *Mémoires de l'Académie des Sciences*, p. 370; 1785. La balance employée

construisit dans ce but est renfermée dans une grande cage en verre (fig. 8) : sur le couvercle s'élève verticalement un tube, et au haut de celui-ci on voit un treuil A qui soutient le fil métallique AB. Ce treuil, qui peut tourner dans sa monture, sert à orienter l'aiguille et à la placer dans la direction initiale BC, vis-à-vis du point I, qui est le zéro des divisions.

Le fil AB qui descend dans la cage est la pièce essentielle de l'instrument. Un de ceux que Coulomb employa était en

Fig. 8.



argent, et si fin, qu'une longueur de 1^m ne pesait que 0^{sr},01; quand il était placé dans la balance, il ne fallait pour le tordre de 1^o qu'une force égale à $\frac{1}{2300}$ de milligramme, appliquée à la boule G. La réaction qu'il exerçait, après avoir été tordu, était donc extrêmement faible et tout à fait comparable aux répulsions électriques. L'aiguille BG, qui tend le fil, devant être à la fois parfaitement isolante et très légère, Coulomb la fit d'une paille enduite de cire d'Espagne et terminée par une aiguille de gomme laque. A l'une des extrémités

par Coulomb était cylindrique et différait par plusieurs détails de construction de celle qui est figurée ci-contre.

il colla une petite balle de sureau G et à l'autre, pour faire contrepoids et éteindre les oscillations, un disque de papier passé à la térébenthine. Une petite pièce de bois D supporte un petit cylindre terminé par de la gomme laque à laquelle est fixée la balle de sureau C. Elle se trouve en regard de la première et reste, pendant les expériences, fixement placée vis-à-vis le point I. Avant de commencer les mesures, on enlève la balle fixe; on fait tourner le treuil A pour amener l'aiguille BC en équilibre vis-à-vis du point I, puis on replace la boule fixe, ce qui écarte un peu la balle mobile, et toutes deux se tiennent au contact, un peu pressées l'une contre l'autre, par la légère torsion qu'éprouve le fil. Cela fait, on électrise une grande épingle isolée par un manche de cire d'Espagne où elle est implantée par sa pointe; on l'introduit dans la balance par un trou M disposé à cet effet, et aussitôt qu'elle a touché l'une des balles elles s'électrisent et se repoussent toutes deux; l'aiguille se déplace en tordant le fil et, après quelques oscillations, elle se fixe en BG : à ce moment, la force de torsion fait équilibre à la répulsion électrique. On ne tarde pas à reconnaître que la distance des deux balles diminue peu à peu : cela tient à la déperdition progressive de l'électricité, déperdition qui est très rapide dans l'air humide, mais fort lente dans l'air sec; aussi doit-on prendre la précaution essentielle de placer dans la cage, longtemps avant d'opérer, des substances desséchantes, comme le chlorure de calcium, et alors les pertes deviennent assez faibles pour que les résultats ne soient pas sensiblement altérés par elles.

Il faut, maintenant, pouvoir apprécier dans chaque cas la distance CG des deux balles, et changer à volonté la torsion du fil; il faut conséquemment adapter à l'appareil deux systèmes de divisions. Le premier est tracé sur une bande de papier HKL collée sur la cage à la hauteur des balles; les traits qu'elle porte partent du zéro I qui est tracé sur le milieu, ils se continuent à droite et à gauche et mesurent en degrés les angles d'écart CBG : cela revient à dire que les longueurs des divisions, à partir du point zéro, sont les tangentes des angles d'écart. Pour apprécier ces angles quand l'aiguille s'est déviée, on place l'œil dans la direction prolongée de cette aiguille

et on lit les numéros des divisions qui se trouvent dans le rayon visuel.

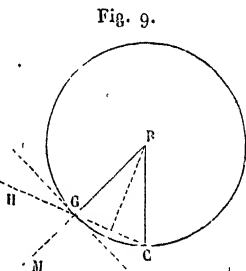
Le deuxième système de division, qui est destiné à mesurer et à faire varier la torsion du fil, est placé au sommet de l'appareil; la pièce AEF (*fig. 8*), qui porte le fil, s'embôîte en EF sur la douille qui termine le tube de verre, peut tourner sur elle à frottement doux, et les contours de ces deux pièces portent, l'une un cercle divisé, l'autre un vernier qui le parcourt. On peut donc, si la boule a été écartée jusqu'en G par la répulsion électrique, la ramener vers C en tournant le micromètre supérieur de G vers C, ou augmenter la distance CG en tournant inversement l'appareil. L'angle de rotation se mesure dans tous les cas par le déplacement du vernier.

LOI DES RÉPULSIONS. — Tel est, dans son ensemble, l'appareil de Coulomb; nous n'avons plus qu'à indiquer comment on va s'en servir, et nous supposons d'abord que, les deux boules ayant été chargées d'une électricité commune, on veuille mesurer leur répulsion à diverses distances. Dans une expérience de Coulomb, l'angle initial d'écart fut de 36° , et à ce moment la torsion du fil était elle-même de 36° . Alors on tourna le micromètre supérieur de G vers C, ce qui força les balles à se rapprocher, et, quand elles furent à 18° l'une de l'autre, on mesura la rotation du micromètre qui fut trouvée de 126° . Ici le fil a éprouvé deux torsions, l'une parce que le micromètre supérieur a marché de 126° , de G vers C; l'autre parce que l'aiguille inférieure a été déplacée de 18° de C en G, ce qui a produit une torsion totale égale à la somme $126 + 18$ de ces angles, ou à 144° . Aussitôt que cette mesure est terminée, on continue de déplacer le micromètre dans le même sens jusqu'à réduire l'angle d'écart à $8\frac{1}{2}$ degrés, ce déplacement est de 567° , et la torsion est alors égale à $567 + 8\frac{1}{2}$ degrés; ou à $575\frac{1}{2}$ degrés. Nous résumons ces divers résultats par le Tableau suivant, dans lequel on a d'un côté les angles d'écart et de l'autre les angles de torsion; l'on y verra que, les premiers variant à peu près comme $1, \frac{1}{2}, \frac{1}{4}$, les derniers suivent sensiblement la

proportion des nombres 1, 4, 16; c'est-à-dire que les arcs de torsion sont en raison inverse des carrés des angles d'écart.

Angles d'écart	Arcs de torsion
36	36
18	144
$8\frac{1}{2}$	$575\frac{1}{2}$

Si l'on remarque que les forces répulsives et les distances sont à peu près proportionnelles aux arcs de torsion et aux angles d'écart, on verra qu'au degré d'exactitude que comporte ce genre d'expériences les forces répulsives sont en raison inverse du carré des distances. Toutefois il convient d'interpréter les expériences précédentes de la manière la plus rigoureuse possible, et c'est ce que fit Coulomb. A cet effet, considérons une coupe horizontale de la balance (*fig. 9*); représentons par *BC* la position initiale de l'aiguille, et par *BG* sa direction quand elle est repoussée; soient α l'angle d'écart *CBG* et *A* la torsion du fil. Si nous désignons par *F* la force répulsive à l'unité de distance, elle devra, si la loi précédente



est exacte, être égale à $\frac{F}{CG^2}$ entre les boules C et G et être dirigée suivant GH; on pourra la décomposer en deux autres, l'une dirigée suivant GM, qui sera sans effet pour écarter la boule, l'autre agissant suivant GK, tangentielllement au cercle; celle-ci sera

$$\frac{F}{CG^2} \cos \frac{\alpha}{2} = \frac{F}{4r^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}} \cos \frac{\alpha}{2},$$

en désignant par r le rayon du cercle ou la longueur de l'aiguille. Mais en même temps que la boule tend à marcher suivant GK par l'influence de cette force, elle est ramenée dans la direction opposée par la réaction de torsion du fil. Cette dernière, qui est proportionnelle à l'angle de torsion A, peut

se représenter par KA , et, l'équilibre ayant lieu, on a

$$\frac{F}{4r^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}} \cos \frac{\alpha}{2} = KA,$$

d'où l'on tire

$$\frac{F}{4r^2 K} = A \sin \frac{\alpha}{2} \tan \frac{\alpha}{2}.$$

Or, le premier membre étant constant, le deuxième devra l'être également si la loi précédente est vraie. Voici le résultat du calcul pour les expériences précédentes :

α	A.	$A \sin \frac{\alpha}{2} \tan \frac{\alpha}{2}$
36	36	3,614
18	144	3,568
$8 \frac{1}{2}$	575 $\frac{1}{2}$	3,469

La troisième colonne nous donne des nombres qui devraient être égaux, mais qui en réalité diminuent du premier au dernier. Cela ne doit pas nous étonner, car, ainsi que nous l'avons déjà fait remarquer, il y a de la première à la dernière expérience une perte d'électricité qui diminue l'angle d'écart, et qui se fait sentir dans le résultat du calcul. Nous verrons, en outre, que la loi de Coulomb doit sensiblement cesser d'être applicable quand les balles se rapprochent beaucoup. Dès lors, nous admettons que, sans ces causes de perturbation, les nombres calculés seraient égaux, et nous énoncerons la loi suivante: *La répulsion de deux balles, électrisées par un contact commun, est en raison inverse du carré des distances de leurs centres.*

LOI DES ATTRACTIONS. — Après avoir trouvé la loi des répulsions, il faut recommencer la même étude pour le cas où les deux balles auraient reçu des électricités contraires et s'attireraient. Les expériences sont extrêmement délicates et ne peuvent réussir qu'à la condition de tendre verticalement dans la balance entre les deux boules qui s'attirent un fil de soie qui les empêche de se réunir, ce qui pourrait arriver souvent et compromettrait le succès.

On commencera par électriser négativement la balle mobile, puis on l'écartera de sa position première d'un angle c , en tournant du même angle le micromètre supérieur; ensuite on électrisera positivement la balle fixe, en la touchant avec la tête d'épingle isolée. L'attraction se manifestera aussitôt de façon à réduire l'angle de déviation à une valeur plus petite a et à tordre le fil d'une quantité $c - a$. Si nous admettons: 1° que la distance est proportionnelle à l'arc a ; 2° qu'on peut confondre la direction de la corde et celle de la tangente à l'arc; 3° enfin que l'attraction est en raison inverse du carré de la distance, $\frac{F}{a^2}$ représentera la force qui tend à réunir les balles, et, $K(c - a)$ étant celle qui agit pour les écarter, l'équilibre aura lieu quand

$$\frac{F}{a^2} = K(c - a) \quad \text{ou} \quad \frac{F}{K} = a^2(c - a).$$

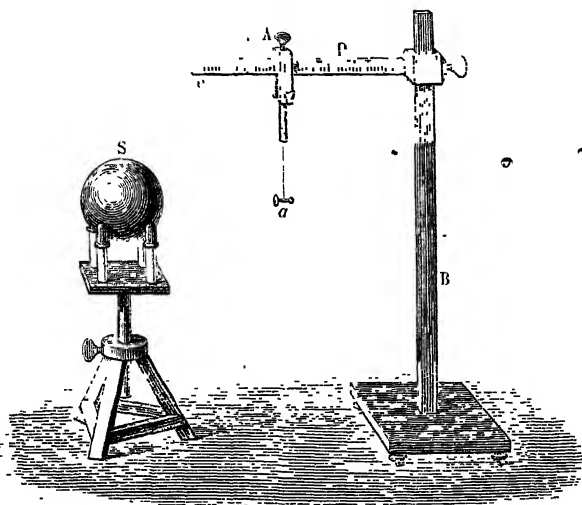
On connaît c , on mesurera a et l'on calculera $a^2(c - a)$. Ensuite on fera varier c , on répétera la même mesure de a et le même calcul, et l'expérience prouvera que $a^2(c - a)$ est sensiblement constant; d'où l'on conclura que la force attractive entre des balles chargées de fluides de noms contraires varie suivant la même loi que la force répulsive entre deux corps chargés du même fluide.

Pour que l'expérience réussisse, il faut que $\frac{F}{K}$ puisse devenir égal à $a^2(c - a)$, ce qui ne sera possible que lorsqu'on aura donné à c une valeur suffisamment grande. En effet, lorsque a augmente, $a^2(c - a)$ croît d'abord, puis diminue, en atteignant un maximum quand la différentielle de cette expression est nulle, c'est-à-dire quand $2a(c - a) - a^2 = 0$. Ce maximum a lieu pour $a = \frac{2}{3}c$, et sa valeur est $\frac{4}{27}c^3$. Si donc on a donné à a une valeur telle que $\frac{4}{27}c^3$ soit plus grand que $\frac{F}{K}$, l'équilibre pourra se réaliser; si au contraire $\frac{4}{27}c^3$ est plus petit que $\frac{F}{K}$, cet équilibre ne sera pas possible et la balle mobile se précé-

pitiera sur la balle fixe. C'est pour empêcher cette réunion que l'on tend un fil de soie dans la balance.

MÉTHODE DES OSCILLATIONS. — Pour confirmer ces résultats, Coulomb fit une nouvelle série d'expériences, par un procédé tout à fait différent et qui est une application d'une méthode générale que nous avons indiquée précédemment ⁽¹⁾. Il prit une sphère métallique S, de 1 pied de diamètre, parfaitement isolée et chargée d'électricité (*fig. 10*). Il plaça ensuite vis-à-vis

Fig. 10.



de cette sphère un pendule *a* formé par une aiguille horizontale en gomme laque, terminée par un disque de papier doré de 7 lignes de diamètre et soutenue par un fil de cocon de 8 pouces attaché à un support A, de telle sorte que le prolongement de l'aiguille passât sensiblement par le centre de la sphère S; il chargea le pendule avec une électricité opposée à celle de S, et il le fit osciller. Nous démontrerons ultérieurement ⁽²⁾ que, si la loi des rapports inverses des carrés de la

⁽¹⁾ Voir 1^{er} fascicule, p. 119.

⁽²⁾ Chapitre du Potentiel.

distance est vraie, l'action exercée par l'électricité de la sphère sur le pendule doit être la même que si tout le fluide était condensé au centre S. Comme, d'un autre côté, l'aiguille de gomme laque était peu longue et que les oscillations avaient peu d'amplitude, on pouvait admettre que la force qui produit le mouvement était parallèle à elle-même dans toutes les positions de l'aiguille, et que celle-ci oscillait, comme le pendule géodésique, suivant la formule ⁽¹⁾

$$T = n\pi \sqrt{\frac{\Omega}{Fl}},$$

dans laquelle T exprime le temps de n oscillations, l la longueur de l'aiguille jusqu'au centre du disque de papier dore, F la force attractive exercée par la sphère sur le disque. En changeant ensuite la distance, qui était d , jusqu'à la rendre égale à d' , on répète la même expérience, on observe de nouveau le temps T' de n oscillations, et l'on a

$$T' = n\pi \sqrt{\frac{\Omega}{F'}};$$

puis, en comparant les temps,

$$\frac{T^2}{T'^2} = \frac{F'}{F}.$$

Or l'expérience montre que les temps T et T' sont proportionnels aux distances d , d' des centres de la sphère S et du disque et l'en conclut que

$$\frac{F'}{F} = \frac{d^2}{d'^2},$$

c'est-à-dire que les forces attractives sont en raison inverse des carrés de la distance.

Coulomb comptait les durées à l'aide d'un chronomètre et mesurait les distances sur la règle D. A cet effet, on observe la division de la règle à laquelle s'arrête la pince A quand le disque de clinquant touche la sphère S, et une seconde lecture donne

(1) Voir 1^{er} fascicule, p. 129.

la distance du disque à la surface de la sphère : il faut y ajouter le rayon de celle-ci pour avoir la distance au centre.

Voici le résultat de quelques expériences; on voit que les durées observées et calculées de 15 oscillations sont très sensiblement égales.

Distances	Durée de 15 oscillations	
	observée	calculée.
9.....	20 ^s	20 ^s
18.	41	40
24.....	60	54

Les différences entre le calcul et l'observation sont du même ordre que dans les expériences précédentes et sont dues aux mêmes causes perturbatrices, c'est-à-dire à la déperdition de l'électricité et aussi à la distribution inégale des fluides à diverses distances.

Si l'on voulait comparer les répulsions à diverses distances, il suffirait de charger de fluides de même nom les deux appareils opposés; dans ce cas, l'aiguille se retournerait, mais elle oscillerait encore suivant les mêmes lois.

QUANTITÉS D'ÉLECTRICITÉ. — Les expériences précédentes nous font connaître la loi des répulsions et des attractions de deux corps dont la distance change; il convient aussi de savoir ce qui arrive quand on communique à l'un des corps une électrisation de plus en plus intense. Pour énoncer à cet égard une loi précise, il faut d'abord définir ce qu'on entend par une quantité d'électricité, et savoir comment on la mesure.

Nous dirons que deux corps A et B de petites dimensions, mais de forme arbitraire, possèdent des charges électriques égales quand, placés successivement à la même distance d'un troisième C, électrisé dans le même sens, ils exercent la même répulsion. Si la force répulsive exercée par A est double, triple, etc., de la répulsion exercée par B, on dit que la charge de A est double, triple, etc., de celle de B. Ainsi la notion de quantités d'électricité est fournie par la considération de phénomènes purement mécaniques, et la mesure de ces quantités n'implique pas la connaissance des moyens de produire sur un corps une charge électrique déterminée.

On prendra pour unité d'électricité *la charge qu'il faut communiquer individuellement à deux petites sphères A et B B pour que, placées à l'unité de distance, elles exercent l'une sur l'autre une force répulsive égale à l'unité de force.* Il convient de choisir comme unités de longueur et de force des quantités qui se correspondent dans notre système métrique, par exemple le décimètre et le kilogramme, le centimètre et le gramme, le millimètre et le milligramme. Les valeurs numériques assignées à une même quantité d'électricité varieront avec le choix de ces unités, en raison inverse de l'unité de longueur et de la racine carrée de l'unité de force (1).

Considérons deux petits corps A et B possédant une charge égale à l'unité; puisqu'à la distance 1 ils exercent une répulsion 1, à une distance quelconque r ils exerceront, d'après la loi de Coulomb, une force répulsive $\frac{1}{r^2}$. Si l'on rend la charge de A m fois plus grande sans toucher à celle de B, la force répulsive devient $\frac{m}{r^2}$, d'après la définition des quantités d'électricité; enfin, si l'on fait la charge de B égale à m' , la répulsion est $\frac{mm'}{r^2}$. Considérons comme positives les forces qui tendent à rapprocher les deux corps, comme négatives celles qui tendent à les écarter, nous aurons enfin

$$(1) \quad f = - \frac{mm'}{r^2}.$$

L'expression (1) convient à tous les cas. Si m et m' sont tous deux positifs ou négatifs, le second membre de (1) est négatif et la force f est répulsive; si m et m' sont de signe contraire, le second membre est positif et la force est attractive. La formule (1) est donc l'expression analytique de la loi de Coulomb.

EXPÉRIENCES DE COULOMB RELATIVES AUX QUANTITÉS D'ÉLECTRICITÉ. — Les considérations qui précèdent ne nous apprennent pas comment, dans la pratique, on pourra opérer sur une

(1) D'après les principes exposés dans le 1^{er} fascicule de ce Volume, p. 61.

quantité d'électricité doublé d'une autre par exemple. L'expérience suivante, due à Coulomb, va nous éclairer sur ce point.

Chargeons à la manière ordinaire les deux balles de la balance de torsion avec la même électricité, et, après qu'elles se seront repoussées, diminuons l'angle d'écart par la torsion du fil jusqu'à le réduire par exemple à 28° . Soit 148° la torsion totale. Touchons alors la boule fixe C avec une autre C' qui soit à l'état neutre et absolument identique. Puisque l'électricité se répand sur des conducteurs en contact, les deux boules se trouveront désormais électrisées, et par raison de symétrie on doit admettre qu'elles le seront également. Si l'électricité était une matière, comme on l'admettait du temps de Coulomb, la quantité d'électricité de C se serait *partagée* entre C et C', chacune des deux boules aurait après le contact une charge égale à la moitié de la charge primitive de C, et la répulsion entre C et G devrait être réduite à moitié; mais, dans l'ignorance où nous sommes de la vraie nature de l'électricité, nous ne devons rien préjuger à cet égard et recourir à la mesure de la force répulsive. Retirons donc la balle C'; nous constaterons que la répulsion a diminué et que, pour maintenir C et G à 28° , il ne faut plus qu'une torsion totale de 72° ; 72 étant sensiblement la moitié de 148 , nous devons en conclure que la quantité d'électricité conservée par C après le contact est bien la moitié de sa charge primitive, et plus généralement que, quand on touche un corps électrisé A avec un corps B à l'état neutre, la somme des charges des deux corps après le contact est égale à la charge primitive de A. L'expérience confirme que quand n corps, possédant des charges m, m', m'', \dots , sont mis en contact, ils prennent des charges m_1, m'_1, m''_1, \dots , telles que

$$m + m' + m'' + \dots = m_1 + m'_1 + m''_1 + \dots$$

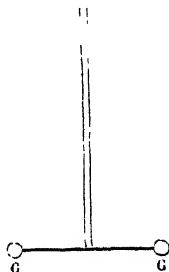
La somme algébrique des charges d'un nombre quelconque de conducteurs isolés n'est pas altérée quand on les met en contact d'une manière quelconque. La matérialité de l'électricité, telle qu'on l'admet dans l'hypothèse des fluides, n'est donc pas en contradiction avec la loi expérimentale du partage de l'électricité entre les corps conducteurs. C'est la seule con-

clusion que l'on puisse tirer des expériences de Coulomb dont nous venons de rendre compte.

RECHERCHES RÉCENTES SUR LA LOI DE COULOMB. — Les expériences de Coulomb ont été faites avec un soin et des précautions qui n'étaient guère dans les habitudes des physiciens du siècle dernier : aussi sont-elles demeurées classiques, et méritent-elles même plus de confiance que les expériences plus récentes de M. Harris (¹).

Ce physicien employait une balance nouvelle très ingénieuse, dans laquelle les forces électriques étaient équilibrées, non par la torsion d'un fil, mais par la pesanteur. A cet effet, l'aiguille supportant le corps électrisé mobile était suspendue par deux fils de cocon séparés comme l'indique la *fig.* 11. Un tel système est en équilibre sous l'influence de son propre poids quand les fils sont parallèles et l'aiguille GG' dans le plan des fils. Si l'on essaye de la dévier, les fils prennent des positions obliques, le centre de gravité du système suspendu se relève et la pesanteur tend à le ramener à sa position primitive. Le mode de suspension employé par Harris est connu sous le nom de *suspension bifilaire*; il peut, dans des conditions convenables, acquérir une sensibilité égale à celle de la balance de torsion; nous aurons plus tard à en faire usage et nous réservons pour ce moment sa théorie complète.

Fig. 11.



Malheureusement, et bien qu'en employant un instrument précis, Harris n'a pris aucune précaution pour éviter l'influence des corps électrisés extérieurs à sa balance, et il a donné aux corps agissants des formes mal choisies au point de vue de la distribution électrique, par exemple celle des disques munis de cônes sur leur face postérieure; une telle disposition rend considérable l'influence perturbatrice de la déperdition. Il ne faut donc pas s'étonner que les résultats de ses expériences aient été souvent en désaccord avec la loi de Coulomb.

(¹) HARRIS, *Philosophical Transactions*, Part II (1834).

Nous verrons par la suite que les conséquences les plus éloignées de cette loi ont toujours été en parfaite conformité avec les résultats de l'observation. Au reste, des expériences exécutées par M. Riess ⁽¹⁾ et par M. Marié-Davy ⁽²⁾, postérieurement à celles de Harris, ayant infirmé les conclusions du physicien anglais, nous nous dispenserons d'insister davantage sur ce genre de recherches et nous considérerons désormais la loi de Coulomb comme parfaitement générale et rigoureuse.

⁽¹⁾ RIESS, *Reibungselectricität*, t. I, p. 92.

⁽²⁾ *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XXXI, p. 863 (1850), et *Mémoires de l'Académie de Montpellier, Section des Sciences*, t. II, p. 119.

CHAPITRE III.

DE LA DÉPERDITION DE L'ÉLECTRICITÉ.

Expériences de Coulomb. — Loi de la perte par l'air. — Expériences récentes. — Perte par les supports.

Dans l'étude que nous venons de faire des lois des attractions et des répulsions électriques, nous avons été gênés par la déperdition de l'électricité qui diminue peu à peu la charge des sphères et surtout leur force répulsive. Quand il s'agit d'établir une loi fondamentale aussi importante que celle de Coulomb, on ne doit pas se contenter de signaler une cause d'erreur et de vérifier grossièrement que l'écart de la théorie et de l'expérience est dans le sens prévu : il faut la corriger exactement. C'est dans ce but, et pour apporter plus de précision dans toutes les expériences faites à l'aide de la balance de torsion, que Coulomb ⁽¹⁾ s'est livré à une étude soigneuse des lois de la déperdition de l'électricité. Nous allons exposer, avec quelque détail, ce travail demeuré classique.

L'électricité des conducteurs isolés se perd soit par suite de l'imperfection des supports, soit par le contact de l'air. Il n'est pas de substance qui soit entièrement dépourvue de la faculté de conduire l'électricité ; celles que l'on nomme *isolantes*, ne sont que les substances conduisant mal, et l'on s'en assure aisément en touchant un corps électrisé avec des aiguilles de gomme laque, de verre ou de soufre. Au bout de quelque temps les aiguilles sont toujours chargées, sur une grande partie de leur longueur, d'une quantité d'électricité considérable à l'extrémité qui a touché, et de moins en moins grande en des points de plus en plus éloignés de cette extrémité. Dès lors, toutes les fois qu'un conducteur sera soutenu sur des supports,

(¹) Les recherches de Coulomb sur la déperdition de l'électricité sont contenues dans les *Mémoires de l'Académie des Sciences*, p. 615 ; 1785.

il perdra par la conductibilité de ceux-ci une quantité plus ou moins grande de son électricité. D'un autre côté, l'air qui entoure les conducteurs agit comme les isoloirs ou d'une manière encore plus compliquée. Les poussières qu'il contient quand il est sec viennent se mettre en contact avec les surfaces électrisées, s'y chargent et sont ensuite repoussées et remplacées par d'autres : on admet quelquefois que les molécules d'air elles-mêmes agissent d'une manière analogue. Mais c'est surtout quand il est humide que l'air enlève aux corps leur électricité, soit parce que la vapeur d'eau est conductrice, soit surtout parce que l'humidité déposée sur les isoloirs les revêt d'une couche superficielle qui conduit l'électricité.

Du moment que la déperdition de l'électricité résulte de plusieurs actions qui se superposent, elle doit suivre des lois complexes, et l'on ne peut guère espérer de les déterminer d'une manière générale. Il vaut mieux, comme l'a fait Coulomb, se borner à chercher les lois qui conviennent à un cas particulier bien déterminé comme celui de la balance : au surplus, on ne devra attribuer à ces lois qu'une valeur purement empirique.

EXPÉRIENCES DE COULOMB. — Pour simplifier cette étude, Coulomb a d'abord cherché s'il y a des isoloirs qui isolent aussi bien que l'air (¹). En général, la perte par les supports est de beaucoup la plus considérable, malgré la faible étendue par laquelle ils touchent le conducteur. Si l'on trouve un support qui enlève une quantité d'électricité négligeable, il satisfera suffisamment à la condition imposée par Coulomb.

Pour reconnaître s'il en est ainsi, on commence par soutenir, par l'intermédiaire du support que l'on veut étudier, la balle fixe de la balance et, après l'avoir électrisée, on mesure de minute en minute la diminution de la force répulsive; ensuite on supporte la même balle par deux isoloirs pareils au premier et l'on recommence l'épreuve. Si la perte est augmentée, c'est que

(¹) La loi de la perte par les supports n'est probablement pas la même que celle de la perte par l'air. A la lettre, la condition recherchée par Coulomb est donc impossible à remplir; mais, si les supports ne recouvrent pas plus de la 100^e partie du conducteur, par exemple, et si les supports perdent très-peu, la loi de la perte par l'air ne sera pas altérée par la présence des supports d'une quantité de l'ordre des erreurs de l'expérience.

chacun d'eux enlevait plus que l'air; si, au contraire, elle n'a pas varié, on doit conclure que chacun des supports ne laisse pas échapper plus d'électricité par ses points de contact que ne le ferait l'air lui-même : alors il n'y a qu'à étudier les lois de la perte, et elles sont les mêmes que si le corps était en entier plongé dans l'atmosphère de la cage, sans support pour l'y maintenir.

Coulomb reconnut par des essais de ce genre que le verre isole très mal dans les temps secs et pas du tout pendant les jours pluvieux, que la soie est préférable et que, de tous les corps, la gomme laque brune est le meilleur isolateur. Dès lors, il employa des soutiens de gomme laque ayant 0^m,001 de diamètre et 0^m,02 à 0^m,03 de longueur, qui lui parurent suffisants pour isoler parfaitement les balles de sureau d'une balance, et la déperdition totale se trouvant ainsi réduite à celle de l'air, voici comment il la mesura.

LOI DE LA PERTE PAR L'AIR. — Les deux balles, qui étaient parfaitement égales, furent électrisées en commun par le procédé ordinaire : elles se repoussèrent, mais on les ramena l'une vers l'autre par une torsion convenable. A 6^h 50^m l'écart était de 20° et la torsion de 160°.

On diminua la torsion de 30° immédiatement après avoir fait l'observation : cela fit augmenter aussitôt l'écart des deux balles; mais, comme elles perdaient du fluide avec le temps, la répulsion diminua peu à peu, et à 6^h 53^m elles revinrent à l'écart de 20°, n'ayant plus qu'une répulsion de 160 — 30 ou 130°. On continua ensuite la même opération pendant tout le temps que les balles conservèrent une force répulsive suffisante.

Dans la première de ces épreuves consécutives, la perte de torsion a été de 30° pendant trois minutes : elle sera approximativement de $\frac{30^\circ}{3}$ ou 18° en une minute. D'un autre côté, la répulsion totale était égale à 160° au commencement, et à 130° à la fin de l'expérience; en moyenne, c'est 145°. Par conséquent, on peut dire que le rapport de la perte de répulsion pendant une minute à la répulsion moyenne est égal à $\frac{10}{115}$.

En cherchant de la même manière les valeurs de ce rapport dans toutes les expériences successives qui ont été faites le

même jour, Coulomb a trouvé sensiblement le même nombre. La constance de ce rapport constitue dès lors une loi physique que l'on résume ainsi : *Le rapport de la diminution de force répulsive pendant une minute à la force répulsive totale est constant.*

Il faut s'empresse d'ajouter que ce rapport change d'un jour à l'autre, suivant que l'air est plus ou moins chargé de vapeur d'eau, et par conséquent plus ou moins conducteur. C'est ce dont on jugera par le Tableau suivant, où l'on voit le rapport demeurer constant dans les expériences faites à des intervalles très rapprochés, et augmenter avec l'état hygrométrique, d'une journée à l'autre.

INDICATIONS de l'hygromètre à cheveu	TEMPS.	FORCE répulsive perdue	FORCE répulsive moyenne	RAPPORT de la force perdue pendant 1 minute à la force moyenne.
29 mai. Hygromètre, 69°.	^h ^m ^s 5.45.30	0	150 ⁰	0,0178
	5.53. 0	20	130	0,0164
	6. 2.30	20	110	0,0185
	6.12.15	20	75	0,0180
	6.33. 0	20	60	0,0185
	6.51. 0			
28 mai. Hygromètre, 75°.	6 32.30	20	140	0,0250
	6.38.15	20	120	0,0253
	6.44.30	20	100	0,0238
	6.53. 0	20	80	0,0250
	7. 3. 0	20	60	0,0238
	7.17. 0			
2 juillet. Hygromètre, 80°.	7.43.40	20	90	0,0514
	7.49. 0	20	70	0,0526
	7.57.20	20	50	0,0333
	8. 9.10	20	35	0,0526
	8.17.30			
22 juin. Hygromètre, 87°.	11.53.45	20	90	0,0740
	11.56.45	20	70	0,0909
	11.59.45	20	50	0,0769
	12. 5. 0	20	28	0,0711
	12.16.15			

Nous allons maintenant traduire cette loi expérimentale en formule : représentons par A l'angle de torsion à un moment quelconque, par $A - \delta A$ cette même quantité après qu'il s'est écoulé un intervalle δt très-petit. $\frac{\delta A}{\delta t}$ représentera la perte de torsion qui se ferait pendant l'unité de temps, et la torsion moyenne sera égale à $A - \frac{\delta A}{2}$; il faut donc écrire que le rapport de $\frac{\delta A}{\delta t}$ à $A - \frac{\delta A}{2}$ reste constant, ce qui donne

$$\frac{\delta A}{\delta t} = p \left(A - \frac{\delta A}{2} \right).$$

Cette formule représente exactement les résultats de l'expérience, de Coulomb, dans laquelle l'intervalle δt est toujours de plusieurs minutes; mais comme dans chaque expérience, la valeur de p est indépendante de δt , on peut faire tendre δt vers 0 et passer à la limite. Alors $\frac{\delta A}{\delta t}$ devient la dérivée A' de A par rapport à t prise en signe contraire, et l'on a

$$A' = -pA$$

d'où

$$(1) \quad A = A_0 e^{-pt}.$$

p est le rapport constant que nous avons expérimentalement trouvé, A_0 est la torsion initiale. On voit que, les deux balles restant à une distance constante, la torsion décroît en progression géométrique quand t augmente en progression arithmétique.

On peut maintenant remarquer que les angles de torsion A , A_0 sont proportionnels aux forces répulsives F , F_0 qui s'exercent entre les balles, et écrire

$$F = F_0 e^{-pt}.$$

De plus, comme la distance des deux balles demeure constante, les forces répulsives F , F_0 sont en raison composée des quantités d'électricité E , E_0 , et E' et E'_0 qui sont sur l'une et l'autre

de ces balles, ce qui donne .

$$EE' = E_0 E'_0 e^{-pt},$$

et, comme les deux balles sont identiques, $E = E'$ et $E_0 = E'_0$; alors l'équation précédente devient

$$E^2 = E_0^2 e^{-pt}$$

ou

$$(2) \quad E = E_0 e^{-\frac{pt}{2}}.$$

Les deux formules (1) et (2) pourront maintenant servir à calculer, la première l'angle de torsion, la deuxième la quantité d'électricité de chaque balle, après un temps quelconque, et pour faire aisément ce calcul il suffira de prendre les logarithmes des deux membres. On obtiendra ainsi

$$\log A = \log A_0 - pt \log e = \log A_0 - ptM,$$

$$\log E = \log E_0 - \frac{pt}{2} M.$$

M représente le module des Tables, et p le coefficient de déperdition qui devra être déterminé par une expérience particulière, faite immédiatement avant ou après l'expérience que l'on veut corriger et sous les conditions mêmes de cette expérience. C'est ainsi que Coulomb a toujours opéré.

EXPÉRIENCES RÉCENTES. — Coulomb n'a étudié qu'un cas particulier de la perte par l'air : celui de la balance dans les conditions de charge, de pression et d'état hygrométrique qui se trouvent habituellement réalisées. Il y aurait sans doute un vif intérêt à étendre ces recherches à des conditions plus variées, et c'est ce qu'ont cherché à faire depuis Coulomb un grand nombre d'expérimentateurs. Les résultats auxquels ils sont arrivés sont en partie contradictoires, et ne constituent pas pour la Science un progrès en rapport avec les difficultés expérimentales qu'on a dû essayer de surmonter.

La loi de déperdition énoncée par Coulomb a été vérifiée par tous les expérimentateurs, quand ils ont opéré dans les conditions moyennes où Coulomb s'était placé; il ne pouvait en être

autrement, car cette loi est évidente *a priori* : la vitesse de la déperdition $-\frac{dA}{dt}$ est une fonction de la charge qui peut être développée en série par la formule de Maclaurin et doit se réduire à son premier terme lorsque la charge est assez faible. On a donc

$$-\frac{dA}{dt} = pA,$$

d'où

$$A = A_0 e^{-pt};$$

c'est la formule même de Coulomb. Pour des charges excessives le développement de $-\frac{dA}{dt}$ devra être poussé plus loin et la loi de Coulomb remplacée par une autre moins simple et qu'il est impossible de déterminer *a priori*. C'est ce que les divers expérimentateurs ont constaté, mais sans pouvoir formuler de loi générale.

Sans même sortir des limites étroites où la loi de Coulomb est applicable, il faudrait savoir de quels éléments variables dépend la valeur du coefficient de déperdition et d'après quelles lois il varie. On conçoit *a priori* : 1° qu'il puisse être différent pour les deux espèces d'électricités; 2° qu'il dépende de la nature du corps (conducteur ou non) et de celle du gaz dans lequel il se trouve placé; 3° de la température; 4° de l'état hygrométrique; 5° de l'état de repos ou de mouvement du gaz; 6° de la pression; 7° de la forme, de l'étendue, de la distance des corps dont l'influence peut s'exercer sur le corps que l'on considère.

1° *Influence de la nature de l'électricité.* Biot ⁽¹⁾ avait exécuté des expériences comparatives sur les deux électricités positive et négative; il avait trouvé que toutes deux suivent la même loi de déperdition avec le même coefficient; mais, depuis cette époque, Faraday ⁽²⁾ admit que l'électricité négative se perd plus vite et Matteucci ⁽³⁾ trouva que la perte

(1) BIOT, *Traité de Physique expérimentale et mathématique*.

(2) FARADAY, *Experimental researches*.

(3) MATTEUCCI, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XXVIII, p. 385.

est la même pour les deux électricités quand la charge est faible, mais que l'électricité négative se perd plus vite pour de fortes charges. Enfin, d'après M. Charault ⁽¹⁾, les écarts constatés soit par Faraday, soit par Matteucci, tiendraient simplement à l'action perturbatrice des supports qui auraient été incomplètement déchargés dans leurs expériences, et il faudrait revenir à l'affirmation de Biot. De son côté, M. Warburg ⁽²⁾ est arrivé à la même conclusion.

2° *Influence de la nature des corps et des gaz.* Pour étudier l'influence de la nature du gaz, Matteucci a employé une balance parfaitement close au milieu de gaz amenés à un état absolu de siccité par l'acide phosphorique anhydre; il vit que la perte devenait alors très-faible, mais qu'elle restait la même dans les gaz différents pris à une même température et sous une même pression. Au contraire, M. Warburg a cru constater que la perte est différente : elle serait deux fois plus rapide dans l'hydrogène que dans l'acide carbonique.

D'après Matteucci, la perte ne varie pas si les balles sont de verre, de résine ou de métal, c'est-à-dire qu'elle est indépendante de la conductibilité des corps : ce dernier résultat avait été déjà énoncé par Coulomb.

3° *Influence de la température.* Matteucci a reconnu que la perte est de plus en plus rapide quand la température du gaz s'élève, mais il n'a énoncé à cet égard aucune loi précise.

4° *Influence de l'état hygrométrique.* Coulomb avait déduit de ses expériences que le coefficient de déperdition variait sensiblement comme le cube du poids de vapeur d'eau contenu dans l'air. Matteucci a constaté l'accroissement rapide de la perte pour des états hygrométriques de plus en plus élevés, mais sans énoncer de loi. Enfin, d'après M. Charault, pour un même poids de vapeur d'eau contenu dans l'air, la déperdition est d'autant plus forte que le degré hygrométrique est plus élevé, c'est-à-dire que la température est plus basse; il

(1) CHARAULT, *Thèse de Doctorat.* (Paris, 1860), analysée dans le *Journal de Physique*, t. II, p. 91.

(2) WARBURG, *Annales de Poggendorff*, t. CXLV, p. 578; 1872. *Journal de Physique*, t. I, p. 229.

en est de même, pour un état hygrométrique constant, quand le poids de vapeur d'eau (c'est-à-dire la température) s'élève. Il est donc très-probable que la loi proposée par Coulomb doit être rejetée.

5° *Influence du mouvement.* Matteucci a déterminé le coefficient de déperdition de deux boules dont l'une était en repos dans l'intervalle de deux observations, tandis que l'autre était agitée. Chose surprenante, la déperdition s'est trouvée moindre pour la balle agitée. On peut vérifier ce résultat à l'aide d'un électroscope ordinaire et de deux boules électrisées au contact l'une de l'autre. On tient l'une immobile tandis que l'on agite l'autre, et l'on reconnaît que cette dernière exerce encore une action sur l'électroscope lorsque l'autre ne présente pas de trace d'électrisation. Le frottement de l'air agit-il ici pour régénérer l'électricité perdue ?

6° *Influence de la pression.* Quand on diminue la pression des gaz au milieu desquels les conducteurs électrisés sont plongés, on découvre d'autres particularités que nous allons étudier. Si l'on charge ces conducteurs avec une source puissante, ils ne conservent pas tout ce qu'ils reçoivent, ils perdent pendant les premiers moments une très-grande partie de leur fluide, qui s'échappe très-rapidement dans le gaz raréfié, et ne gardent qu'une charge limite qui se perd ensuite très-lentement et qui est d'autant plus faible que la pression du gaz est moindre. Voici comment Matteucci le démontre.

Il retire de la balance la balle fixe avec le support qui la soutient et il la dispose, toujours isolée, au milieu d'une cloche posée sur la machine pneumatique. Il raréfie l'air jusqu'à une pression déterminée; après quoi il charge la balle au moyen d'un conducteur qui traverse la cloche, et il a soin de lui fournir toujours la même quantité d'électricité. Immédiatement après, il laisse rentrer l'air, il reprend la balle pour la remettre dans la balance et pour mesurer, par la répulsion qu'elle produit, la charge électrique qu'elle a reçue dans l'air raréfié. Il trouve que cette charge électrique est d'autant moindre que le vide est plus parfait et *en raison directe de la pression de l'air* au moment où la charge a été donnée.

On verra que l'électricité à haute tension se dissémine, en

effet, dans l'air raréfié en y développant des phénomènes curieux. Pour le moment, contentons-nous d'avoir constaté l'existence de cette déperdition rapide, et, puisque le conducteur a conservé ensuite une charge limite, voyons comment celle-ci se perd dans l'air raréfié où elle est produite. A cet effet, Matteucci construisit une balance de torsion dans une cloche où l'on pouvait faire le vide et où l'on électrisait les balles par un conducteur mobile qui s'enfonçait à frottement dans la tubulure. Quand l'air avait été raréfié, que les balles avaient été électrisées et qu'elles avaient pris leur charge limite, on suivait la diminution progressive de l'écart des deux balles, et l'on trouva que la déperdition est d'autant plus lente que la raréfaction de l'air est plus grande. Nous ne citerons qu'un seul exemple. L'air étant à la pression de $0^m,757$, on électrise les balles jusqu'à une torsion de 38° . Après 4^h5^m , elles étaient revenues au contact. On diminua ensuite la pression jusqu'à $0^m,400$, on électrisa de nouveau jusqu'à reproduire l'écart initial de 38° , et, après 14^h , l'écartement était encore égal à 13° . Quand on diminue la pression davantage, les balles restent encore plus longtemps écartées. Toutefois Walsh a observé et l'on a fréquemment vérifié que le passage de l'électricité dans un gaz extrêmement raréfié devient très-difficile et ne s'effectue plus dans le vide parfait.

7° *Influence de la forme, etc.* Une partie des résultats discordants que nous avons enregistrés ci-dessus doit certainement être attribuée à la différence de forme et de dimensions des appareils employés par les divers expérimentateurs qui se sont occupés de la déperdition électrique. Il résulte en particulier des expériences de Matteucci que la vitesse de la déperdition à l'intérieur d'une balance dépend de la distance des boules, c'est-à-dire de leur influence réciproque. La perte d'une même torsion de 10° dans trois expériences successives se faisait, pour une même valeur de la torsion moyenne, sensiblement en 10^m30^s pour un écart de 36° , en 6^m30^s pour un écart de 26° et en 4^m30^s pour un écart de 18° . Puisque la distance des deux balles a une influence si considérable, à plus forte raison ne peut-on rien conclure, pour un conducteur placé dans des conditions quelconques, de ce qu'on a ob-

servé dans la balance pour des balles qui étaient dans des conditions particulières et bien déterminées (1).

PERTE PAR LES SUPPORTS. — Quand les supports que l'on emploie cessent d'isoler complètement, il arrive nécessairement que la perte d'électricité est augmentée, et l'on pourrait se proposer de chercher aussi la loi de cette perte par les isolateurs imparfaits; mais c'est une question que l'on n'a pas abordée dans sa généralité, à cause de sa complication. Coulomb s'est contenté de montrer qu'un support qui n'isole pas parfaitement une forte charge peut en isoler une plus faible, et il a cherché les rapports qui doivent exister entre les longueurs des supports et les charges qu'on veut isoler. Voici comment il a opéré.

Il conserve dans la balance de torsion l'aiguille de gomme laque qui soutient la balle mobile et qui est un isolant parfait; mais il remplace le support de la boule fixe, qui était en gomme laque, par un fil de soie de 15 pouces. Il charge les deux balles d'une électricité commune, et il cherche, comme précédemment, le rapport de la perte de torsion pendant 1^m à la torsion moyenne, en maintenant les balles à une distance constante. Il trouve d'abord que ce rapport est beaucoup plus grand que celui qui est trouvé dans la même journée avec un isolateur parfait de la boule fixe : cela prouve qu'une partie de l'électricité s'échappe par le fil de soie. Mais peu à peu ce rapport diminue et devient égal à ce qu'il est quand l'isolement est complet, et cela veut dire que le fil de soie qui laisse échapper une forte charge en maintient une plus faible. C'est ce que prouvent les expériences suivantes :

(1) D'après RIESS (*Reibungselectricität*, t. 1, p. 138), le coefficient de déperdition croît avec la charge à l'air libre, tandis qu'il diminue dans une balance close.

	TEMPS.	DIMINUTION de torsion	TORSION moyenne.	RAPPORT.
	h m s			
28 mai.....	10. 0. 0	30	165	0,0714
	10. 2.30	40	130	0,0356
	10. 8. 0	20	100	0,0400
	10.13. 0	40	70	0,0345
	10.29.30	20	40	0,0238
	10.50.30	10	25	0,0244
	11. 7. 0			
29 mai.....	7.34. 0	20	170	0,0435
	7.36.40	20	150	0,0345
	7.41.30	20	130	0,0228
	7.48.20	20	110	0,0232
	7.55.45	20	90	0,0189
	8.17.30	20	70	0,0184
	8.15. 0	15	52	0,0173
	8.42.50	14	38	0,0177
	9. 5. 0			

Il est donc démontré que le fil de soie de 15 pouces était un isolateur imparfait pour de fortes charges, mais parfait quand les torsions devenaient de 40° au 28 mai et de 70° le jour suivant; et comme dans la deuxième série d'expériences l'air était moins conducteur que dans la première, on voit que le même fil isole lui-même d'autant mieux que l'air est plus sec; cela est dû à *l'humidité condensée à la surface des supports isolants*. Si l'on admet la loi de Coulomb, on peut démontrer que l'isolement parfait commence pour des longueurs qui sont proportionnelles aux carrés des charges.

Au commencement de l'expérience, les deux balles, qui sont identiques, prennent en se touchant une charge électrique égale à E_0 ; et, la torsion trouvée étant A_0 , on a

$$A_0 = KE_0^2.$$

K est un facteur constant dont la valeur dépend de l'unité choisie pour mesurer les charges et qu'on peut supposer égal à l'unité, ce qui donne

$$A_0 = E_0^2.$$

Au bout d'un temps t , la balle mobile, qui est parfaitement isolée, a conservé une charge E que l'on peut calculer d'après la loi de Coulomb par la formule

$$E = E_0 e^{-\frac{pt}{2}}$$

A cette même époque, la balle fixe qui n'est pas isolée parfaitement n'a plus qu'une charge E' plus petite que E , mais la torsion A que l'on observe est toujours proportionnelle à E et à E' , et l'on a

$$A = EE';$$

en éliminant E_0 et E entre ces trois équations, on trouve

$$E' = \frac{A}{\sqrt{A_0}} e^{\frac{pt}{2}}.$$

On peut donc calculer la charge restée sur la boule fixe après le temps observé t , où l'isolement commence à devenir parfait : c'est ce que fit Coulomb d'abord pour le fil de 15 pouces. Il a répété ensuite la même expérience en soutenant la boule fixe par un fil de soie quatre fois plus long, c'est-à-dire de 60 pouces ; il a déterminé le temps t' et la torsion A' , pour lesquels l'isolement devenait parfait ; il a trouvé dans ce deuxième cas

$$E'' = \frac{A'}{\sqrt{A'_0}} e^{\frac{pt'}{2}},$$

et il a vu que E'' était double de E' ; par conséquent, il a admis que les quantités d'électricité qu'un même fil peut isoler sont proportionnelles à la racine carrée des longueurs.

Coulomb a pu encore comparer les pouvoirs isolants de diverses substances. En comparant les quantités d'électricité qui peuvent être isolées par des fils de gomme laque et de soie de même longueur et de même diamètre, il a trouvé que la soie conduisait dix fois plus que la gomme laque.

CHAPITRE IV.

CONSÉQUENCES ET VÉRIFICATION DE LA LOI DE COULOMB. — POTENTIEL.

La loi de Coulomb est la loi élémentaire des actions électriques. — L'électricité libre se porte à la surface des corps conducteurs. — Conséquence relative à la loi de Coulomb.

Composantes de la force exercée sur un point électrisé. — Potentiel. — Propriété des dérivées secondes de la fonction V . — Action d'un corps électrisé sur un point intérieur. — Potentiel d'une couche sphérique homogène sur un point intérieur ou extérieur. — Attraction d'une sphère sur un point intérieur. — Propriété des dérivées secondes de la fonction V pour un point placé à l'intérieur d'un corps électrisé. — Application de la théorie du potentiel au cas de la gravitation universelle. — Électricité en équilibre sur un corps conducteur. — Tension électrique.

LA LOI DE COULOMB EST LA LOI ÉLÉMENTAIRE DES ACTIONS ÉLECTRIQUES. — Si l'on corrige, comme l'a fait Coulomb, les résultats bruts des expériences sur les attractions et les répulsions électriques de l'effet de la déperdition, on reconnaît que la loi qu'il a énoncée les représente parfaitement à une perturbation près, qui se produit quand les boules sont trop rapprochées et dont nous donnerons ultérieurement l'explication. Ainsi nous pouvons considérer comme parfaitement démontré que *deux petites sphères électrisées A et B s'attirent ou se repoussent proportionnellement au produit mm' de leurs charges et en raison inverse du carré de la distance r de leurs centres, pourvu que celle-ci demeure toujours considérable par rapport à leurs rayons.*

S'il était possible de réduire à une petite fraction de millimètre le rayon des balles de sureau employées dans la balance, il est vraisemblable qu'on vérifierait la loi de Coulomb jusqu'à de très faibles distances.

Supposons donc que les charges m et m' de A et de B demeurent constantes, mais que les dimensions de ces corps deviennent de plus en plus petites, et la loi de Coulomb pourra être considérée comme exacte pour les distances r de plus en plus faibles. A la limite, c'est-à-dire pour des *points électrisés*, elle sera exacte tant que r sera différent de zéro.

Au reste, comme il est pratiquement impossible de communiquer une charge finie m à un corps de dimensions infiniment petites, il n'y a pas à se préoccuper, au point de vue expérimental, d'attribuer un sens quelconque à l'expression

$$(1) \quad f = - \frac{mm'}{r^2}$$

de la loi de Coulomb, quand on suppose $r = 0$: f devient alors infini ; mais il n'en serait pas de même si, par exemple, les masses m et m' diminuaient proportionnellement au volume des corps A et B. Pratiquement, les actions électriques demeurent toujours finies.

Ces restrictions une fois établies, il n'y a plus aucun inconvénient à se servir de l'expression (1) pour représenter l'action réciproque de deux points électrisés, c'est-à-dire qu'on *peut considérer la loi de Coulomb comme la loi élémentaire des actions électriques*. Il y a plus, et nous ferons voir que seule cette loi peut rendre compte de certains faits que nous allons d'abord démontrer expérimentalement.

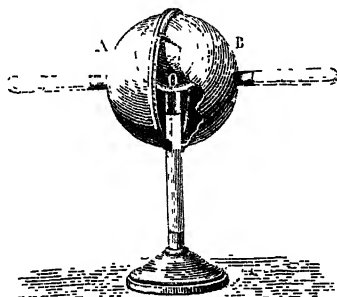
L'ÉLECTRICITÉ SE PORTE A LA SURFACE DES CORPS CONDUCTEURS. —

Plaçons dans la balance de Coulomb, au lieu de la balle fixe, une sphère électrisée A et mesurons la répulsion qu'elle exerce ; puis, après l'avoir enlevée de la balance, faisons-la toucher par une sphère absolument identique B, mais prise à l'état naturel ; elle cédera la moitié de son électricité, et, remise dans la balance, elle n'y produira plus qu'une répulsion moitié moindre. Re commençons ensuite la même épreuve en faisant successivement toucher A par d'autres sphères B', B'', ..., formées de matières conductrices quelconques, les unes pleines, les autres réduites à une enveloppe extrêmement mince, mais ayant toutes la même surface que A, et nous obtiendrons le

même résultat que dans le premier cas; mais la diminution de force répulsive serait différente si la surface de B différait de celle de A. D'où il faut conclure que la distribution du fluide ne dépend ni de la nature, ni de la masse du conducteur, mais uniquement de la forme et de l'étendue de sa surface. On est naturellement porté à en induire que l'électricité ne pénètre pas à l'intérieur, mais s'accumule à la surface des corps : c'est ce que nous allons confirmer par des épreuves plus directes.

On prend une sphère métallique isolée O (fig. 12), et on

Fig. 12.



fait disposer deux calottes hémisphériques A et B dont le rayon intérieur est notablement plus grand que le rayon extérieur de O, qui sont munies de manches en verre et que l'on peut appliquer sur la sphère O. Après qu'on a caché la surface entière de celle-ci sous les calottes et établi le contact, on électrise le système, on relève les hémisphères en les laissant appliqués l'un contre l'autre, mais de telle sorte qu'ils ne touchent plus O, et on les sépare. On constate, à l'aide d'un pendule, qu'ils sont électrisés, tandis qu'en faisant le même essai sur la sphère O on la trouve à l'état naturel. Cette expérience, attribuée à Biot ⁽¹⁾, est tout à fait démonstrative :

(¹) *Traité de Physique exp. et math.*, t. II, p. 264. Cavendish avait déjà réalisé cette expérience (HARRIS, *Leçons élémentaires d'électricité*, traduction française, p. 25).

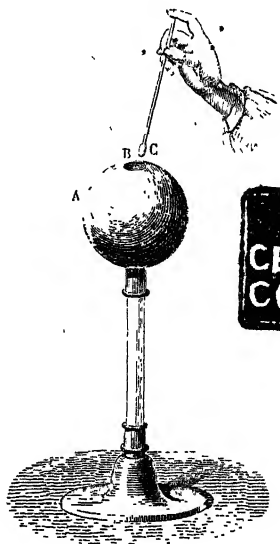
on peut l'opérer en sens inverse, en électrisant O avant de la recouvrir avec les hémisphères; le résultat est toujours le même, l'électricité abandonne *complètement* la sphère pour se porter à la surface extérieure des hémisphères.

On peut encore électriser une sphère creuse de laiton A (fig. 13) qui est percée d'un trou B à sa partie supérieure, et on la touche avec un petit disque de clinquant isolé C qui reçoit par ce contact une partie de l'électricité qui couvre le point touché. Or, quand on le plonge à l'intérieur, on ne ramène aucune électricité, mais quand on l'appuie légèrement sur l'extérieur ou même contre les bords du trou, il se charge toujours.

Cette expérience paraît au premier abord moins complète que la précédente, car la surface intérieure communique par les bords du trou avec la surface extérieure, dont elle forme en quelque sorte une deuxième nappe. Cependant nous voyons qu'on n'y trouve pas d'électricité. Mais la théorie indique que, pourvu que le trou soit très-étroit, la quantité d'électricité répandue sur la surface interne de la sphère n'est qu'une fraction extrêmement minime de celle qui se trouve à la surface externe : on peut même élargir beaucoup l'orifice sans que l'électricité apparaisse en quantité appréciable à l'intérieur.

Les mêmes considérations s'appliquent aux expériences suivantes, imaginées par Faraday (1). Il soutient, par un support isolant, un cercle métallique AB (fig. 14) auquel est attaché un sac conique en toile de lin ABC, tout à fait semblable aux filets à insectes. Un fil de soie ECD, placé dans l'axe du cône, permet de retourner le filet. Après avoir électrisé cet appareil,

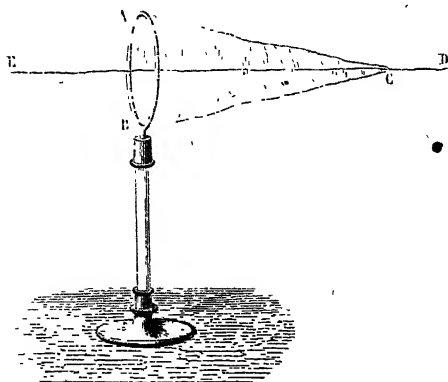
Fig. 13.



on trouve, en le touchant avec le disque de clinquant, que l'extérieur est électrisé pendant que l'intérieur ne l'est pas; puis, en tirant le fil EC de manière à ramener à l'intérieur la face qui était externe, on voit que les rôles des deux surfaces ont changé en même temps que leurs positions, c'est-à-dire que l'électricité a quitté l'une pour se porter sur l'autre.

On remarquera que la surface du fil est tout à fait discontinue, et cependant l'électricité n'apparaît pas en quantité notable à la surface intérieure du treillis de fil.

Fig. 14.



On peut transformer cette expérience de la manière suivante. Une cage en fil métallique est suspendue au conducteur de la machine électrique et pourvue de pendules ou de houppes de papier doré à l'intérieur et à l'extérieur. Aussitôt qu'on électrise la cage, tous les pendules ou les houppes extérieures divergent, tandis que les pendules intérieurs restent appliqués contre la surface métallique.

Voici encore sur le même sujet une expérience très-ancienne et tout aussi curieuse. Sur un gros tube de verre, on colle l'extrémité d'un long ruban d'étain laminé qu'on laisse pendre, et qui est terminé par un pendule formé de deux petites balles de sureau. On électrise ce ruban, ce qui fait diverger les balles, puis on l'enroule sur le tube en tournant celui-ci, et l'électricité, qui d'abord était répandue sur les deux surfaces, abandonne

peu à peu les parties du ruban qui se superposent en s'enroulant, et se concentre sur celles qui restent libres : aussi voit-on croître leur charge et augmenter la divergence des balles. L'effet inverse se produit quand ensuite on déroule la bande métallique.

CONSÉQUENCE RELATIVE A LA LOI DE COULOMB. — Ces diverses expériences, dont quelques-unes sont susceptibles d'une grande précision, établissent que la charge électrique d'un corps conducteur se porte entièrement à sa surface extérieure. Nous allons démontrer que cela suffit pour qu'on ne puisse imaginer aucune loi élémentaire des actions électriques différente de celle de Coulomb.

Désignons par $\varphi(r)$ la force attractive ou répulsive exercée par une quantité d'électricité égale à 1 sur une autre quantité égale à 1 placée à la distance r , et posons, pour abréger,

$$r^2 \varphi(r) = F(r).$$

Nous allons démontrer que $F(r)$ est constant. S'il ne l'est pas, il augmenté ou diminue. Soient r_1 et r_2 deux limites assez rapprochées pour que $F(r)$ augmente toujours quand r varie de r_1 à r_2 .

Considérons un conducteur sphérique de diamètre $AB = r_1 + r_2$ (fig. 15) chargé d'électricité positive. Celle-ci doit, d'après nos expériences, se porter tout entière à la surface et, par raison de symétrie, s'y distribuer uniformément. Pour que l'équilibre soit ainsi établi, il faut que la force exercée par la couche infiniment mince d'électricité libre sur une molécule placée en un point intérieur P quelconque soit nulle. En effet, une molécule d'électricité neutre placée en P équivaut à des quantités équivalentes d'électricité positive et négative sur lesquelles la force provenant de la couche sphérique agirait en sens contraire : cette molécule serait décomposée, et l'équilibre détruit.

Prenons le point P sur le diamètre AB, de sorte que $AP = r_1$, $BP = r_2$, et menons un plan PRS perpendiculaire à AB qui décompose la couche électrique en deux zones inégales RAS, RBS. Concevons un cône d'ouverture infiniment petite $d\omega$, ayant son

sommet en P. Il découpe sur la couche sphérique deux éléments K et S qui exercent en P des actions dirigées suivant l'axe du cône et directement opposées : elles ont pour valeur

$$\frac{d\omega \overline{PK}^2}{\sin V_1} \varphi(\overline{PK}), \quad \frac{d\omega \overline{PH}^2}{\sin V_2} \varphi(\overline{PH}).$$

V_1 et V_2 étant les angles sous lesquels le cône coupe la sphère. Or ces angles sont égaux entre eux ; par suite, les forces exercées par les éléments K et H sont entre elles comme $\overline{PK}^2 \varphi(\overline{PK})$ et $\overline{PH}^2 \varphi(\overline{PH})$, ou encore comme $F(\overline{PK})$ et $F(\overline{PH})$; mais on a $r_1 < PK < PH < r_2$, et par suite $F(\overline{PK}) < F(\overline{PH})$.

Le raisonnement qui précède s'applique à tous les éléments suivant lesquels on peut décomposer les deux zones RAS, RBS par des cônes d'ouverture infiniment petite ayant leur sommet en P ; toutes les actions élémentaires exercées par la zone RBS l'emportent donc sur les actions correspondantes de RAS et il en est de même de leurs résultantes. Il n'y a donc pas équilibre. Donc la supposition que nous avons faite est inadmissible et l'on a nécessairement

$$F(r) = K,$$

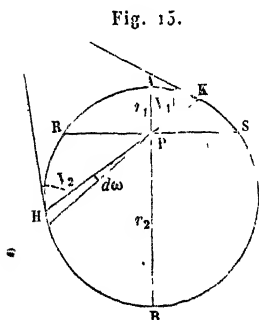
$$\varphi(r) = \frac{F(r)}{r^2} = \frac{K}{r^2};$$

c'est-à-dire que les actions électriques sont en raison inverse du carré de la distance (*). La loi de Coulomb se trouve ainsi démontrée d'une ma-

nière nouvelle, et cette démonstration, fondée sur des expériences beaucoup plus précises que celles de la balance, ne laisse prise à aucune objection.

Nous accepterons désormais la loi de Coulomb comme fondamentale et nous allons développer dans ce Chapitre quelques-

(*) Cette élégante démonstration est due à M. Bertrand (*Journal de Physique* de M. d'Almeida, t. II, p. 418; 1873).

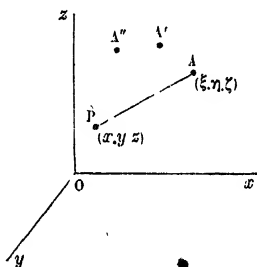


unes de ses conséquences analytiques. Nous prouverons notamment que, si la loi de Coulomb est exacte, il ne peut y avoir d'électricité à l'intérieur d'un corps conducteur. C'est la réciproque de la proposition que nous venons de démontrer.

COMPOSANTES DE LA FORCE EXERCÉE SUR UN POINT ÉLECTRISÉ. — Considérons un point P (fig. 16) possédant une charge électrique μ et soumis à l'action d'une série de points électrisés A, A', ... possédant des charges m, m', \dots et situés d'une manière quelconque.

Prenons trois axes de coordonnées rectangulaires et désignons par x, y, z les coordonnées du point P; par $\xi, \eta, \zeta; \xi', \eta', \zeta', \dots$ celles des points A, A', ...; enfin par r, r', \dots leurs distances au point P.

Fig. 16.



La force f qui s'exerce entre A et P est, d'après la loi de Coulomb, $\frac{\mu m}{r^2}$; elle est dirigée suivant AP et ses composantes sont

$$\frac{-\mu m}{r^2} \frac{(\xi - x)}{r} = -\frac{\mu m}{r^3} (\xi - x),$$

$$\frac{-\mu m}{r^2} \frac{(\eta - y)}{r} = -\frac{\mu m}{r^3} (\eta - y),$$

$$\frac{-\mu m}{r^2} \frac{(\zeta - z)}{r} = -\frac{\mu m}{r^3} (\zeta - z).$$

Celles-ci doivent être considérées comme positives ou négatives, suivant qu'elles agissent pour accroître ou diminuer les coordonnées du point P.

Les forces f' , f'' , ... provenant des points A' , A'' , ... donnent des composantes analogues, et la résultante F appliquée en P a pour composantes X , Y , Z .

$$(1) \quad \begin{cases} X = -\mu \sum \frac{m(\xi - x)}{r^3}, \\ Y = -\mu \sum \frac{m(\eta - y)}{r^3}, \\ Z = -\mu \sum \frac{m(\zeta - z)}{r^3}. \end{cases}$$

La somme Σ comprend un nombre de termes égal à celui des points agissants. On remarquera que la résultante

$$F = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}$$

devient infinie quand l'une quelconque des distances r s'annule, et qu'elle se réduit à zéro quand tous les points A sont à une distance infinie.

On peut de même calculer l'action exercée sur le point P par un corps ou un système de corps électrisés, conducteurs ou non. A cet effet, on supposera chacun des corps agissants décomposé, par trois systèmes de plans parallèles aux plans coordonnés, en éléments de volume infiniment petits, et l'on exprimera X , Y , Z comme la somme des composantes provenant de chacun de ces éléments. On remarquera : 1° que, quand le volume de l'un des éléments considérés tend vers zéro, on peut, sans modifier l'action lointaine qu'il exerce, supposer la charge électrique qu'il possède concentrée en son centre de gravité; 2° que, si l'on considère la distribution électrique comme continue dans toute la masse de l'un quelconque des corps agissants, la charge individuelle de chaque élément de volume de ce corps est infiniment petite, puisque la charge totale est finie; que de plus elle est proportionnelle au volume $dx \, dy \, dz$ de l'élément, et à une fonction continue ρ des coordonnées de son centre de gravité. On appelle ρ la densité électrique au point considéré.

On aura donc

$$(2) \quad \begin{cases} X = -\mu \iiint \rho \frac{(\xi - x)}{r^3} dx dy dz, \\ Y = -\mu \iiint \rho \frac{(\eta - y)}{r^3} dx dy dz, \\ Z = -\mu \iiint \rho \frac{(\zeta - z)}{r^3} dx dy dz. \end{cases}$$

L'intégration devra être étendue à chacun des corps électrisés et limitée à leur surface.

S'il arrive, comme c'est le cas pour les corps conducteurs, que l'électricité se trouve répandue sur une surface sans épaisseur, on décomposera celle-ci en éléments de surface $d\sigma$. Un raisonnement analogue à celui qui précède établira que la charge de chaque élément peut être représentée par $\rho d\sigma$, ρ étant une fonction continue des coordonnées qu'on appellera densité superficielle. On trouvera pour X , Y , Z les expressions

$$(3) \quad \begin{cases} X = -\mu \int \frac{\rho d\sigma (\xi - x)}{r^3}, \\ Y = -\mu \int \frac{\rho d\sigma (\eta - y)}{r^3}, \\ Z = -\mu \int \frac{\rho d\sigma (\zeta - z)}{r^3}. \end{cases}$$

POTENTIEL. — Attribuons au point P une charge positive égale à l'unité; les équations (1) deviennent

$$(4) \quad \begin{cases} X = \sum -\frac{m(\xi - x)}{r^3}, \\ Y = \sum -\frac{m(\eta - y)}{r^3}, \\ Z = \sum -\frac{m(\zeta - z)}{r^3}; \end{cases}$$

on a d'ailleurs

$$(5) \quad r^2 = (\xi - x)^2 + (\eta - y)^2 + (\zeta - z)^2,$$

$$(6) \quad \frac{d}{dx} \frac{1}{r} = -\frac{1}{r^2} \frac{dr}{dx} = \frac{\xi - x}{r^3}.$$

D'après la relation (6) on peut écrire la première équation (4)

$$(7) \quad X = \sum -m \frac{d \frac{1}{r}}{dx}$$

et de même

$$(7') \quad \begin{cases} Y = \sum -m \frac{d \frac{1}{r}}{dy}, \\ Z = \sum -m \frac{d \frac{1}{r}}{dz}. \end{cases}$$

Posons

$$(8) \quad V = \sum \frac{m}{r},$$

on a

$$(9) \quad \begin{cases} \frac{dV}{dx} = \sum \frac{md \frac{1}{r}}{dx} = -X, \\ \frac{dV}{dy} = -Y, \\ \frac{dV}{dz} = -Z. \end{cases}$$

Ainsi les trois composantes X , Y , Z de la force sont les dérivées partielles d'une même fonction $-V$ des coordonnées des points agissants et de celles du point P . Il suffira de calculer la fonction V pour déterminer, en grandeur et en direction, la force électrique en P .

Dans le cas des équations (2) et (3) on trouve de même

$$(10) \quad V = \iiint \frac{\rho dx dy dz}{r},$$

$$(11) \quad V = \iint \frac{\rho d\sigma}{r}.$$

X , Y et Z sont toujours les dérivées partielles de $-V$.

La fonction V , considérée d'abord par Laplace ⁽¹⁾ dans les calculs relatifs à l'attraction universelle, a été appliquée par

(1) LAPLACE, *Traité de Mécanique céleste*. Paris, 1799-1825.

Poisson ⁽¹⁾ à l'étude analytique des phénomènes électriques. Green ⁽²⁾, qui en a fait un très-bel usage, l'a désignée sous le nom de *fonction potentielle*, et Gauss ⁽³⁾ sous celui de *potentiel*, qui est généralement adopté.

Le potentiel V d'un système électrisé demeure fini pour tout point P dont la distance r à chacun des points agissants est différente de 0; il s'annule pour un point à l'infini. Il en est de même des composantes X, Y, Z , qui sont les *dérivées partielles du potentiel prises en signes contraires* ⁽⁴⁾.

(1) POISSON, *Mémoires de l'Institut*, p. 1 et 163; 1811.

(2) GREEN, *An essay on the application of mathematical analysis to the theories of electricity and magnetism*, Nottingham, 1828, et *Journal de Crelle*, t. XLIV et XLVII.

(3) GAUSS, *Allgemeine Lehrsätze in Beziehung auf die in verkehrten Verhältnisse des Quadrats der Entfernung wirkenden Anziehungs- und Abstossungskräfte* (*Resultate aus den Beobachtungen des magnetischen Vereins*), 1839.

(4) Soit R la distance de P à l'origine et supposons que R tende vers l'infini; le système électrisé qui agit sur le point P étant tout entier à une distance finie de l'origine, la distance r de l'un quelconque de ses points au point P se confond à la limite avec R , et par suite on a

$$(1) \quad \lim VR = \lim \sum \frac{m}{r} = \sum m.$$

Le produit du potentiel en P par le rayon vecteur de P tend vers une limite égale à la charge du système qui produit le potentiel.

De même les produits $XR^2, YR^2, ZR^2, Xx^2, Yy^2, Zz^2$ tendent vers des limites finies et déterminées. Soient α, β, γ les angles du rayon vecteur de P avec les trois axes; à la limite les droites qui joignent chacun des points agissant au point P sont parallèles entre elles et font avec les axes les mêmes angles α, β, γ . On a donc

$$(2) \quad \begin{cases} \lim \frac{\xi - x}{r} = \cos \alpha, \\ \lim \frac{\eta - y}{r} = \cos \beta, \\ \lim \frac{\zeta - z}{r} = \cos \gamma, \\ \lim r = R; \end{cases}$$

$$(3) \quad \begin{cases} \lim XR^2 = \lim \sum \frac{m(\xi - x)}{r^3} R^2 = - \left(\sum m \right) \cos \alpha, \\ \lim YR^2 = - \left(\sum m \right) \cos \beta, \\ \lim ZR^2 = - \left(\sum m \right) \cos \gamma; \end{cases}$$

PROPRIÉTÉS DES DÉRIVÉES SECONDES DE LA FONCTION V . — On a

$$(12) \quad \begin{cases} \frac{d^2 V}{dx^2} = \sum -\frac{m}{r^3} \left[1 - 3 \left(\frac{\xi - x}{r} \right)^2 \right], \\ \frac{d^2 V}{dy^2} = \sum -\frac{m}{r^3} \left[1 - 3 \left(\frac{\eta - y}{r} \right)^2 \right], \\ \frac{d^2 V}{dz^2} = \sum -\frac{m}{r^3} \left[1 - 3 \left(\frac{\zeta - z}{r} \right)^2 \right]. \end{cases}$$

En ajoutant ces équations membre à membre, il vient

$$(13) \quad \begin{cases} \frac{d^2 V}{dx^2} + \frac{d^2 V}{dy^2} + \frac{d^2 V}{dz^2} \\ = \sum -\frac{3m}{r^3} \left[1 - \frac{(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2 + (\zeta - z)^2}{r^2} \right] = 0. \end{cases}$$

On représente habituellement la somme des trois dérivées secondes $\frac{d^2 V}{dx^2}$, $\frac{d^2 V}{dy^2}$, $\frac{d^2 V}{dz^2}$ par le symbole ΔV . La propriété exprimée par l'équation (13) s'écrit alors

$$(13 \text{ bis}) \quad \Delta V = 0.$$

Bien entendu, elle n'est démontrée que pour le cas où aucune des distances r ne devient égale à zéro.

ACTION D'UN CORPS ÉLECTRISÉ SUR UN POINT INTÉRIEUR. — Jusqu'ici nous avons écarté avec soin le cas où l'un des éléments qui entrent dans les intégrales X , Y , Z , V devient infini. C'est cependant ce qui arrive quand on cherche l'action exercée par un corps électrisé sur un point intérieur à ce corps : on sait que, même dans ce cas, les actions électriques demeurent en

on a, enfin,

$$(4) \quad \begin{cases} \lim X x^2 = \lim X R^2 \frac{x^2}{R^2} = - \left(\sum m \right) \cos \alpha, \cos^2 \alpha = - \left(\sum m \right) \cos^3 \alpha, \\ \lim Y y^2 = - \left(\sum m \right) \cos^3 \beta, \\ \lim Z z^2 = - \left(\sum m \right) \cos^3 \gamma. \end{cases}$$

Ces propriétés du potentiel sont tout à fait caractéristiques.

général finies; et par suite les composantes X , Y , Z ne sont plus représentées par les intégrales (2), lesquelles n'offrent aucun sens dès qu'un de leurs éléments devient infini.

La difficulté provient de l'action exercée sur le point P , que l'on considère, par les portions du corps électrisé infiniment voisines. En effet, décrivons une sphère du point P comme centre, avec un rayon fini, mais aussi petit qu'on voudra. La surface de cette sphère divise le corps en deux régions, l'une extérieure, à laquelle la loi de Coulomb est certainement applicable et dont le potentiel en P a une valeur V_1 parfaitement déterminée; l'autre, intérieure à la sphère, dont le potentiel V_2 , exprimé par l'équation (10), contiendrait un élément infini, et pour laquelle il n'est d'ailleurs nullement évident que l'on ait le droit d'appliquer la loi de Coulomb, qui n'est démontrée expérimentalement que pour des distances finies.

Écartons pour le moment cette dernière difficulté, d'ordre purement physique, et admettons que la loi de Coulomb est toujours applicable. La difficulté analytique provenant de ce que l'un des éléments des intégrales (2) et (10) devient infini tient uniquement à la manière dont nous avons formé les éléments de volume et disparaît quand on opère de la manière suivante.

Nous prendrons la sphère, décrite du point P comme centre, assez petite pour que la densité électrique dans son intérieur puisse être considérée comme constante (1).

Transportons l'origine O des coordonnées au point P et prenons comme coordonnées nouvelles des coordonnées polaires r , θ et ψ . Un élément de volume $abcd a'$, déterminé par les accroissements dr , $d\theta$, $d\psi$ attribués aux coordonnées (fig. 17), a pour expression

$$r d\theta \cdot r \sin \theta d\psi \cdot dr.$$

(1) Analytiquement parlant, cela n'est possible que si la distribution électrique est partout continue; nous nous bornerons à considérer ce seul cas, renvoyant aux traités spéciaux pour le développement complet de la question.

Au reste, on voudra bien remarquer que les distributions électriques discontinues sont plutôt des fictions analytiques que des réalités physiques.

Le potentiel V_2 de la sphère sur le point P est donc

$$\begin{aligned} V_2 &= \rho \int \int \int \frac{r^2 \sin \theta d\theta d\psi dr}{r} \\ &= \rho \int_0^r r dr \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^\pi \sin \theta d\theta = 2\pi \rho r^2. \end{aligned}$$

L'intégrale exprimée de cette manière ne contient plus d'élément infini, et le potentiel V_2 a une valeur finie et déterminée, qui tend vers zéro avec r . Il suit de là que le potentiel total

$V = V_1 + V_2$ au point O est fini et déterminé, et par suite que l'expression générale à laquelle se rapporte l'équation (10) ne devient infinie qu'en apparence, quand on l'applique à un point intérieur.

En remplaçant x, y, z par

$$\begin{aligned} x &= r \sin \theta \cos \psi, \\ y &= r \sin \theta \sin \psi, \\ z &= r \cos \theta, \end{aligned}$$

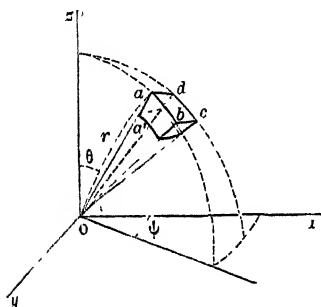
on trouve pour les dérivées partielles $\frac{dV_2}{dx}, \frac{dV_2}{dy}, \frac{dV_2}{dz}$ les expressions

$$\begin{aligned} \frac{dV_2}{dx} &= \frac{dV_2}{dr} \frac{dr}{dx} = \frac{dV_2}{dr} \frac{x}{r} = \frac{dV_2}{dr} \sin \theta \cos \psi \\ &= \rho \int_0^r dr \int_0^{2\pi} \cos \psi d\psi \int_0^\pi \sin^2 \theta d\theta \end{aligned}$$

et de même

$$\begin{aligned} \frac{dV_2}{dy} &= \rho \int_0^r dr \int_0^{2\pi} \sin \psi d\psi \int_0^\pi \sin^2 \theta d\theta, \\ \frac{dV_2}{dz} &= \rho \int_0^r dr \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^\pi \sin \theta \cos \theta d\theta. \end{aligned}$$

Fig. 17.



Ces intégrales sont nulles, quel que soit r ; par suite :

1° L'action exercée par une sphère électrique homogène sur un point O placé en son centre est nulle.

2° Pour étudier l'action exercée par un corps électrisé sur un point intérieur O, on peut faire abstraction des éléments d'intégrale fournis par une sphère extrêmement petite, entourant immédiatement ce point; il en résulte que l'action d'un corps électrisé sur un point intérieur demeure finie, quelle que soit la distribution électrique à la surface ou dans l'intérieur de ce corps. Les composantes X, Y, Z de cette action sont toujours égales aux dérivées premières du potentiel prises en signe contraire.

POTENTIEL D'UNE COUCHE SPHÉRIQUE HOMOGÈNE, EN UN POINT INTÉRIEUR OU EXTÉRIEUR. — I. Considérons une couche sphérique homogène, infiniment mince, de rayon R et d'épaisseur e , et un point P intérieur (fig. 18). Soient

ρ la densité électrique en tous les points de cette couche, ABA'B' une zone élémentaire dont l'arc générateur sous-tend au centre de la sphère l'angle $d\varphi$, les angles φ sont comptés à partir de la droite PO qui joint le point P au centre de la sphère. Cherchons à déterminer l'élément de potentiel dV fourni par la portion de couche sphérique comprise dans cette zone. La surface ABA'B' est $2\pi R^2 \sin \varphi d\varphi$; le volume correspondant $2\pi R^2 e \sin \varphi d\varphi$; enfin l'élément de potentiel dV est

$$dV = 2\pi R^2 e \rho \frac{\sin \varphi d\varphi}{PA}.$$

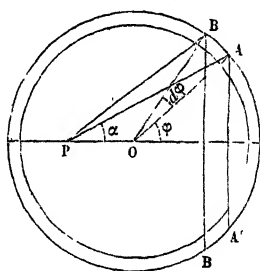
Posons $PO = a$; le triangle AOP donne

$$PO = \sqrt{a^2 + R^2 + 2aR \cos \varphi}.$$

Le potentiel en P de la couche sphérique tout entière est

$$V = 2\pi R e \rho \int_0^\pi \frac{R \sin \varphi}{\sqrt{a^2 + R^2 + 2aR \cos \varphi}} d\varphi.$$

Fig. 18.



Quand $a < R$, ce qui est le cas de la *fig. 18*, cette dernière intégrale a pour valeur 2; on a donc

$$(14) \quad V = 4\pi R \epsilon \rho.$$

Cette valeur est indépendante de la position du point P à l'intérieur de la couche sphérique. En désignant par m la masse électrique de la couche

$$m = 4\pi R^2 \epsilon \rho,$$

on voit que l'on peut écrire la valeur de V

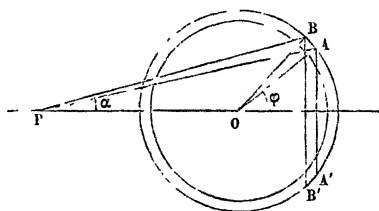
$$V = \frac{m}{R};$$

c'est la valeur du potentiel au centre O de la sphère.

Puisque V est constant à l'intérieur de la couche sphérique, les dérivées partielles $\frac{dV}{dx}$, $\frac{dV}{dy}$, $\frac{dV}{dz}$ sont nulles, et, par conséquent, l'action de la couche sur un point électrisé, placé à son intérieur, est identiquement nulle. Nous avons déjà vu (p. 73) que la loi de Coulomb est seule compatible avec cette propriété.

II. Revenons au cas d'une couche infiniment mince, mais supposons le point P à l'extérieur de la couche (*fig. 19*), nous

Fig. 19.



conservons aux lettres la même signification; on a toujours

$$V = 2\pi R \epsilon \rho \int_0^\pi \frac{R \sin \varphi}{\sqrt{a^2 + R^2 + 2aR \cos \varphi}},$$

mais cette intégrale a pour valeur $\frac{2R}{a}$, quand on suppose $a > R$, et la valeur de V se réduit à

$$(15) \quad V = \frac{4\pi R^2 \rho}{a} = \frac{M}{a}.$$

Le potentiel est variable avec la position du point P , mais conserve la même valeur que si toute la masse électrique était condensée au centre de la sphère.

L'expression de V étant indépendante du rayon R de la couche, la même conclusion est applicable à une couche sphérique d'épaisseur finie ou à une sphère pleine. On a donc, en général,

$$(16) \quad V = \frac{M}{a},$$

et cette propriété subsiste même quand le point attiré est situé à la surface de la sphère.

La force exercée sur le point P est dirigée suivant OP , par raison de symétrie, et sa valeur est

$$(17) \quad F = - \frac{dV}{da} = \frac{M}{a^2}.$$

Cette force est du signe de M , c'est-à-dire qu'elle agit pour écarter ou pour rapprocher le point P du centre de la sphère suivant que la charge de la sphère est positive ou négative; elle est la même que si toute la masse agissante était placée au centre. C'est un théorème dont nous avons déjà fait et dont nous ferons ultérieurement un fréquent usage (1).

ATTRACTION D'UNE SPHÈRE SUR UN POINT INTÉRIEUR. — Nous nous proposons actuellement de former le potentiel d'une sphère homogène de rayon R en un point P intérieur, dont la distance au centre O de la sphère est a . A cet effet, nous décrirons du point O comme centre une surface sphérique

(1) Notamment pour expliquer la variation de la pesanteur à l'intérieur de la Terre, p. 21.

passant par le point P. Le potentiel V_1 de la couche sphérique extérieure est

$$V_1 = \int_a^R 4\pi\rho r \, dr = 2\pi\rho(R^2 - a^2).$$

Le potentiel V_2 du noyau intérieur est

$$V_2 = \frac{4}{3}\pi\rho a^2.$$

Par suite, le potentiel total est

$$(18) \quad V = V_1 + V_2 = 2\pi\rho R^2 - \frac{2}{3}\pi\rho a^2.$$

Le potentiel va en décroissant du centre, où il a pour valeur $2\pi\rho R^2$, à la surface où il est $\frac{4}{3}\pi\rho R^2$ (1).

La force à laquelle le point P est soumis est dirigée suivant le rayon et a pour valeur

$$F = -\frac{dV}{da} = \frac{4}{3}\pi\rho a;$$

elle est nulle au centre de la sphère.

Prenons trois axes de coordonnées passant par le centre de la sphère; on aura $a^2 = x^2 + y^2 + z^2$,

$$\frac{dV}{dx} = \frac{dV}{da} \frac{da}{dx} = -\frac{4}{3}\pi\rho x;$$

et de même

$$\frac{dV}{dy} = -\frac{4}{3}\pi\rho y,$$

$$\frac{dV}{dz} = -\frac{4}{3}\pi\rho z.$$

Enfin

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{d^2V}{dy^2} = \frac{d^2V}{dz^2} = -\frac{4}{3}\pi\rho.$$

(1) L'expression (18) doit être remplacée à l'extérieur de la sphère par la suivante :

$$(18 \text{ bis}) \quad V = \frac{4}{3}\pi\rho \frac{R^3}{a},$$

dont la valeur à la surface de la sphère est $\frac{4}{3}\pi\rho R^2$, et qui devient nulle pour $a = \infty$.

Par suite, on a pour un point placé à l'intérieur d'une sphère homogène

$$(19) \quad \Delta V = \frac{d^2 V}{dx^2} + \frac{d^2 V}{dy^2} + \frac{d^2 V}{dz^2} = -4\pi\rho.$$

PROPRIÉTÉ DES DÉRIVÉES SECONDES DE V POUR UN POINT INTÉRIEUR A UN CORPS ÉLECTRISÉ. — Nous allons démontrer que la relation (19) subsiste pour un point P quelconque placé à l'intérieur d'un corps électrisé.

A cet effet, nous traçons à l'intérieur de ce corps une sphère, comprenant le point P, et de rayon assez petit pour qu'on puisse considérer la densité électrique ρ comme constante dans son intérieur. Le potentiel total en P se compose du potentiel V_1 , provenant de la portion extérieure à la sphère, et du potentiel V_2 fourni par la portion intérieure. On a

$$\Delta V = \Delta V_1 + \Delta V_2;$$

or, d'après ce qui précède, $\Delta V_1 = 0$, $\Delta V_2 = -4\pi\rho$: donc

$$(20) \quad \Delta V = \Delta V_2 = -4\pi\rho.$$

La démonstration qui précède ne s'appliquerait pas s'il y avait discontinuité dans la distribution électrique autour du point P; cependant la relation (20) est tout à fait générale.

Il est à remarquer qu'elle comprend, comme cas particulier, la relation (13); car il suffit de faire $\rho = 0$ dans l'équation (19) pour obtenir $\Delta V = 0$.

APPLICATION DE LA THÉORIE DU POTENTIEL AU CAS DE L'ATTRACTION UNIVERSELLE. — La loi élémentaire des actions électriques est représentée par la formule

$$f = -\frac{\mu m}{r^2}.$$

La loi élémentaire de l'attraction des masses pesantes,

$$f = \frac{\mu m}{r^2},$$

n'en diffère que par le signe. Désignons toujours sous le nom de potentiel la fonction

$$V = \sum \frac{m}{r}.$$

Les dérivées premières du potentiel seront égales en grandeur et en signe aux composantes de la force

$$X = \frac{dV}{dx},$$

$$Y = \frac{dV}{dy},$$

$$Z = \frac{dV}{dz}.$$

Les théorèmes qui précèdent sur le potentiel et ses dérivées premières et secondes subsistent sans modification; mais quand on veut calculer la valeur de la force, par exemple l'attraction des sphères, il ne faut pas opérer de changement de signe dans la valeur des dérivées du potentiel.

Les propriétés que nous allons étudier à la fin de ce Chapitre sont particulières à l'étude de l'électricité.

ÉLECTRICITÉ EN ÉQUILIBRE SUR UN CORPS CONDUCTEUR. — Pour que l'électricité soit en équilibre sur un corps où elle peut se mouvoir librement, il faut que l'action exercée en un point quelconque, intérieur au corps conducteur, soit nulle, sans quoi de l'électricité neutre serait décomposée; on doit donc avoir

$$-X = \frac{dV}{dx} = 0,$$

$$-Y = \frac{dV}{dy} = 0,$$

$$-Z = \frac{dV}{dz} = 0.$$

Il résulte de là que, dans l'intérieur d'un corps conducteur,

on a donc identiquement

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = 0, \quad \frac{d^2 V}{dy^2} = 0, \quad \frac{d^2 V}{dz^2} = 0,$$

et, puisque ΔV a toujours pour valeur $-4\pi\rho$,

$$(22) \quad \rho = 0.$$

La densité électrique à l'intérieur d'un corps conducteur est nulle; par suite, la totalité de la charge communiquée à un corps conducteur se porte à la surface extérieure de ce corps.

Cette conclusion se présente ici comme une conséquence de la loi de Coulomb, appliquée comme loi élémentaire des actions électriques et pour des distances infiniment petites. Nous avons fait observer que la loi de Coulomb n'est pas susceptible de vérification expérimentale directe dans ces conditions; mais nous avons démontré par l'expérience que l'électricité se porte à la surface des corps conducteurs, et par suite l'application de la loi de Coulomb aux très-petites distances se trouve justifiée *a posteriori*. Elle peut donc être appliquée désormais sans aucune restriction.

TENSION ÉLECTRIQUE. — Une molécule électrique, placée en un point P à la surface d'un conducteur, n'a aucune tendance à se déplacer dans le plan tangent en P; mais elle est sollicitée dans la direction de la normale par une force que nous allons chercher à évaluer.

Le potentiel V, constant dans toute l'étendue du conducteur, est variable à partir de sa surface : c'est une fonction discontinue. Sa dérivée $\frac{dV}{dn}$, prise dans la direction de la normale, est indéterminée au point de discontinuité. Si l'on désigne respectivement par

$$\left(\frac{dV}{dn}\right)_{+}, \quad \left(\frac{dV}{dn}\right)_{-},$$

les valeurs de la dérivée $\frac{dV}{dn}$ à une petite distance ε à l'extérieur

ou à l'intérieur du corps, on a, puisque V est constant à l'intérieur,

$$\left(\frac{dV}{dn}\right)_{-} = 0.$$

Nous démontrerons un peu plus tard que l'on a, en désignant par ρ la densité superficielle au point P ,

$$\left(\frac{dV}{dn}\right)_{+} = -4\pi\rho.$$

Quelle est la valeur de F sur la surface électrisée elle-même ? Il faut bien remarquer que nous ne savons rien de la manière dont se termine un corps conducteur, au voisinage des corps non conducteurs qui l'entourent. Nous ignorons absolument si les propriétés qui caractérisent les corps non conducteurs succèdent brusquement, ou par une gradation continue, aux propriétés des conducteurs. C'est donc grâce à une convention que nous plaçons la charge des conducteurs sur une surface absolument dénuée d'épaisseur, et il ne faut pas nous abuser sur la valeur d'une convention pareille au point de vue purement expérimental. En réalité, il est naturel de supposer que $\frac{dV}{dn}$ varie d'une manière continue au voisinage de la surface géométrique d'un conducteur. Alors cette dérivée est partout égale et de signe contraire à la force exercée, et a pour valeur moyenne, dans l'épaisseur de la couche électrique, $-2\pi\rho$. Nous poserons donc

$$(23) \quad F = 2\pi\rho;$$

nous ajouterons qu'on établit rigoureusement cette relation pour le cas d'une distribution électrique sur une surface géométrique dénuée d'épaisseur.

La force F se rapporte à l'unité d'électricité. Sur un élément de surface $d\sigma$, la masse électrique est $\rho d\sigma$, et la force exercée $F\rho d\sigma = 2\pi\rho^2 d\sigma$. L'électricité, ne pouvant se déplacer au delà de la surface du conducteur, exerce sur le milieu isolant une pression égale à la force à laquelle elle est soumise : on

convient de la rapporter à l'unité de surface, comme une pression hydrostatique; nous la désignerons par T,

$$(23) \quad T = 2\pi\rho^2.$$

Elle est toujours positive, c'est-à-dire dirigée vers l'extérieur : on l'appelle la *tension électrique* au point considéré. Elle varie comme le carré de la densité.

CHAPITRE V.

THÉORÈME DE GREEN. — REPRÉSENTATION GÉOMÉTRIQUE DES PHÉNOMÈNES ÉLECTRIQUES.

- Surfaces équipotentiellles ou surfaces de niveau électriques. — Lignes de force. — Théorème de Green. — Conséquences du théorème de Green. — Diagrammes électriques.

SURFACES ÉQUIPOTENTIELLES OU SURFACES DE NIVEAU ÉLECTRIQUES.

— Le potentiel relatif à un système quelconque de corps électrisés est une fonction des coordonnées du point P, auquel il se rapporte, laquelle est continue à une exception près que nous venons de signaler : c'est le cas où le point P se déplace de manière à traverser la surface d'un corps conducteur.

En général l'équation $V = \text{const.}$ définit une famille de surfaces désignées sous le nom de *surfaces équipotentiellles* ou *surfaces de niveau électrique*. Elles jouissent de plusieurs propriétés remarquables. En premier lieu, la direction de la force électrique en un point quelconque P est normale à la surface de niveau qui passe par ce point; car, si l'on prend pour axes de coordonnées rectangulaires deux droites Ox, Oy parallèles au plan tangent en P et une droite Oz parallèle à la normale, on a

$$\frac{dV}{dx} = 0, \quad \frac{dV}{dy} = 0,$$

et par suite

$$F = - \frac{dV}{dz}$$

en grandeur et en direction.

Supposons tracées les deux surfaces

$$V = A, \quad V = A + \tau,$$

α étant une quantité très petite. Quand le point P passe de la première surface à la seconde, le potentiel subit un accroissement fixe $\delta V = \alpha$; mais les segments δn , interceptés sur les normales à la surface $V = A$, varient en général suivant la position du point P. Quand α tend vers zéro, le quotient

$$\frac{\delta V}{\delta n} = \frac{\alpha}{\delta n}$$

a pour limite $-F$; par suite, la force exercée au point P est dirigée vers les potentiels décroissants et varie en raison inverse de la distance δn de deux surfaces de niveau infiniment voisines, dont l'une passe au point considéré. Si donc on a tracé sur un diagramme deux surfaces équipotentiellles très voisines, on pourra obtenir graphiquement la valeur approchée de la force F aux divers points de l'une de ces surfaces. Là où les deux surfaces sont très voisines, la force électrique est considérable; là où elles sont éloignées, la force est très petite.

LIGNES DE FORCE. — La direction de la force électrique varie d'une manière continue avec les coordonnées du point P; elle est celle des trajectoires orthogonales des surfaces équipotentiellles, lignes que nous désignerons, d'après Faraday ⁽¹⁾, sous le nom de *lignes de force*.

Si l'on conçoit un diagramme comprenant une série de surfaces équipotentiellles relatives à des valeurs du potentiel très rapprochées et croissant en progression arithmétique, et des lignes de force aussi serrées que possible, on obtiendra sans peine la grandeur et la direction approchées de la force, et cela pour un point quelconque P du diagramme: la direction est celle des lignes de force les plus voisines de P, et la grandeur est en raison inverse des segments interceptés sur ces lignes par les deux surfaces équipotentiellles qui comprennent dans leur intervalle le point considéré.

(1) Faraday (*Experimental researches in electricity*, t. I, p. 383 et suiv.) avait été conduit par ses expériences sur l'influence électrique, et indépendamment de toute théorie mathématique, à la considération des *lignes de force*; comme elles s'écartent en général beaucoup de la forme rectiligne, il fut conduit à dire que la force électrique se propage en ligne courbe.

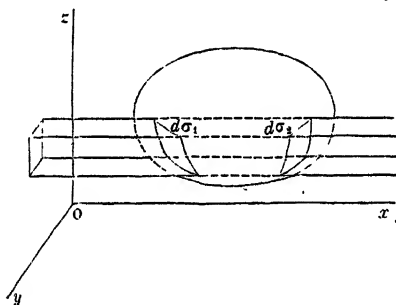
Les mêmes considérations sont applicables au cas de l'attraction universelle; mais l'usage des surfaces de niveau et des lignes de force, si fréquent en Physique, où l'on est obligé de se contenter de solutions pratiques et approchées, ne paraît guère susceptible de fournir en Astronomie des résultats intéressants.

THÉORÈME DE GREEN. — Proposons-nous de trouver la valeur de l'intégrale

$$\int \Delta V dv = \iiint \left(\frac{d^2 V}{dx^2} + \frac{d^2 V}{dy^2} + \frac{d^2 V}{dz^2} \right) dx dy dz,$$

étendue à tout l'espace compris dans une surface fermée S quelconque (fig. 18).

Fig. 18.



On a identiquement

$$(1) \quad \iiint \frac{d^2 V}{dx^2} dx dy dz = \iint \int \left(d \frac{dV}{dx} \right) dy dz.$$

Considérons un prisme élémentaire ayant pour base l'élément $dy dz$ dans le plan des yz et ayant son arête parallèle à l'axe des x ; ce prisme découpe dans la surface deux éléments $d\sigma_1$ et $d\sigma_2$, dont les centres de gravité ont pour abscisses x_1 et x_2 ; la portion de l'intégrale (1) fournie par ce prisme est

$$(2) \quad \iint \left[\left(\frac{dV}{dx} \right)_{x=x_2} - \left(\frac{dV}{dx} \right)_{x=x_1} \right] dy dz.$$

Soient α_1 et α_2 les cosinus des angles que la direction, extérieure à la surface, des normales à $d\sigma_1$ et $d\sigma_2$ fait avec l'axe des x , on a

$$dy \, dz = -\alpha_1 d\sigma_1 = \alpha_2 d\sigma_2,$$

et la portion d'intégrale (2) prend la forme

$$\iint \left[\left(\frac{dV}{dx} \right)_{x=x_1} \alpha_1 d\sigma_1 + \left(\frac{dV}{dx} \right)_{x=x_2} \alpha_2 d\sigma_2 \right];$$

par suite, l'intégrale (1), étendue à toute la surface S , est

$$\iiint \frac{d^2 V}{dx^2} dx \, dy \, dz = \iint \frac{dV}{dx} \alpha d\sigma.$$

Un raisonnement analogue donnera

$$\begin{aligned} \iiint \frac{d^2 V}{dy^2} dx \, dy \, dz &= \iint \frac{dV}{dy} \beta d\sigma, \\ \iiint \frac{d^2 V}{dz^2} dx \, dy \, dz &= \iint \frac{dV}{dz} \gamma d\sigma. \end{aligned}$$

En ajoutant ces trois dernières équations membre à membre, on a

$$(3) \quad \int \Delta V \, dv = \iint \left(\frac{dV}{dx} \alpha + \frac{dV}{dy} \beta + \frac{dV}{dz} \gamma \right) d\sigma.$$

Désignons maintenant par dn un élément pris extérieurement sur la normale à la surface S . On a

$$\alpha = \frac{dx}{dn}, \quad \beta = \frac{dy}{dn}, \quad \gamma = \frac{dz}{dn},$$

et, en substituant dans l'équation (3), on reconnaît que la quantité sous le signe \int , dans le second membre, est la différentielle complète de V par rapport à n . On a donc finalement (1)

$$(4) \quad \int \Delta V \, dv = \iint \frac{dV}{dn} d\sigma.$$

(1) L'équation (4) n'est au'un cas particulier d'une formule plus générale

Nous avons démontré la relation générale

$$\Delta V = -4\pi\rho;$$

on a donc

$$\int \Delta V dv = -4\pi \int \rho dv.$$

On remarquera que $\int \rho dv$ est la somme M des masses électriques enfermées par la surface S ; par suite,

$$(5) \quad \int \int \frac{dV}{dn} d\sigma = -4\pi M.$$

Quand M est nul, l'intégrale renfermée dans le premier membre de l'équation est nulle aussi; il en résulte plusieurs conséquences importantes.

CONSÉQUENCES DU THÉORÈME DE GREEN. — Prenons pour la surface S le cylindre ayant pour bases deux éléments $d\sigma_1$ et $d\sigma_2$ de surfaces de niveau infiniment voisines, et pour génératrices des normales communes à ces surfaces. On remarquera que $\frac{dV}{dn}$ représente la composante, normale à la surface, et prise en signe contraire, de la force exercée au point P que l'on considère. Or, la force électrique étant normale aux surfaces de niveau, la surface latérale du cylindre ne fournit à l'intégrale $\int \int \frac{dV}{dn} d\sigma$ que des éléments nuls, et, par suite, cette intégrale se réduit aux éléments fournis par les deux bases

$$\left(\frac{dV}{dn}\right)_1 d\sigma_1 + \left(\frac{dV}{dn}\right)_2 d\sigma_2.$$

1° S'il n'y a pas de masses électriques contenues entre les deux éléments de surface, cette somme est nulle d'après l'équation (5)

$$\left(\frac{dV}{dn}\right)_1 d\sigma_1 + \left(\frac{dV}{dn}\right)_2 d\sigma_2 = 0;$$

démontrée par Green (*Essay on the application of mathematical Analysis*, etc., art. 3). Soit U une fonction continue quelconque de x, y, z . On a

$$\int U \Delta V dv = \int \int U \frac{dV}{dn} d\sigma - \int \int \int \left(\frac{dU}{dx} \frac{dV}{dx} + \frac{dU}{dy} \frac{dV}{dy} + \frac{dU}{dz} \frac{dV}{dz} \right) dx dy dz.$$

Cette formule se réduit à l'équation (4) quand on y fait $U = 1$.

mais, à la limite, on a

$$d\sigma_1 = d\sigma_2$$

et, par suite,

$$(6) \quad \left(\frac{dV}{dn} \right)_1 = - \left(\frac{dV}{dn} \right)_2.$$

Comme nous avons supposé, en établissant le théorème de Green, que toutes les normales sont dirigées de l'intérieur à l'extérieur de la surface, cette dernière équation signifie que la force électrique F varie d'une manière continue partout où il n'y a pas de masses électriques agissantes.

2° S'il y a entre les deux éléments de surface une masse électrique égale à m , on a toujours, d'après l'équation (5),

$$(7) \quad \left(\frac{dV}{dn} \right)_1 d\sigma_1 + \left(\frac{dV}{dn} \right)_2 d\sigma_2 = -4\pi m.$$

Traçons en avant et en arrière de la surface d'un conducteur électrisé, à des distances égales s , deux portions de surfaces de niveau ⁽¹⁾, et réunissons-les par des normales. Soient ρ la densité électrique en un point, $d\sigma_3$ l'élément correspondant de surface électrisée; l'équation (7) devient

$$\left(\frac{dV}{dn} \right)_{-1} d\sigma_1 + \left(\frac{dV}{dn} \right)_{+1} d\sigma_2 = -4\pi\rho d\sigma_3;$$

mais, à l'intérieur du conducteur, $\frac{dV}{dn}$ est nul, $\left(\frac{dV}{dn} \right)_{-1} = 0$, et l'on a, à la limite,

$$d\sigma_2 = d\sigma_3;$$

il en résulte

$$(8) \quad \left(\frac{dV}{dn} \right)_{+1} = -4\pi\rho.$$

C'est la proposition que nous avons annoncée (p. 90).

3° On a vu que, en chaque point d'une surface équipoten-

⁽¹⁾ Le potentiel étant constant à l'intérieur du corps électrisé, on prendra arbitrairement une surface parallèle à la surface du corps pour surface de niveau intérieure.

tielle, la force exercée est représentée par $-\frac{dV}{dn}$; il en est de même à la surface d'un corps électrisé. Il résulte de là que l'on ne modifie pas l'action exercée sur tous les points extérieurs à une surface équipotentielle donnée S , par les masses électriques intérieures à cette surface, quand on substitue à ces masses électriques une distribution fictive d'électricité répandue sur S et possédant en chaque point une densité ρ ,

$$(9) \quad \rho = -\frac{1}{4\pi} \frac{dV}{dn}.$$

En effet, l'action sur les points extérieurs infiniment voisins de S ne sera pas changée par cette substitution; la fonction V conservera sur toute la surface S la valeur constante qu'elle possédait auparavant, et par suite V restera déterminé pour tout point extérieur à S , comme il l'était précédemment.

La quantité

$$\int \rho d\sigma = -\frac{1}{4\pi} \iint \frac{dV}{dn} d\sigma$$

de cette distribution est, d'après le théorème de Green, égale à $-\frac{1}{4\pi} (-4\pi M) = M$, c'est-à-dire égale à la somme algébrique des masses électriques enfermées par la surface.

On remarquera que, la force électrique en chaque point de la couche étant normale à la surface et dirigée vers l'extérieur, l'électricité, distribuée d'après la formule (9), est en équilibre. On pourra faire usage de cette propriété, dans un certain nombre de cas, pour la transformation des problèmes électriques.

Considérons une série de surfaces équipotentielles S, S', \dots et des lignes de force limitant sur l'une d'elles un élément de surface. Ces lignes forment une sorte de tube continu qui intercepte sur les surfaces suivantes des éléments de grandeur variable $d\sigma, d\sigma', \dots$. Nous avons vu que l'on peut remplacer l'action des masses électriques intérieures à un de ces tubes par une distribution fictive d'électricité effectuée sur l'élément $d\sigma$, de telle sorte que l'action exercée sur un point

extérieur à S demeure la même; on pourrait établir une distribution analogue sur l'élément $d\sigma'$ de S' , La densité électrique de chacune de ces distributions est toujours

$$\rho = -\frac{1}{4\pi} \frac{dV}{dn}.$$

En appliquant le théorème de Green à une portion de tube limitée à deux surfaces équipotentiellles, on reconnaît immédiatement que la quantité $\rho d\sigma$ de ces distributions est invariable. Il en est de même si l'on considère un tube de lignes de force interceptant sur les surfaces équipotentiellles des surfaces finies.

Cette propriété des lignes de force est caractéristique; elle nous sera utile dans la suite.

DIAGRAMMES ÉLECTRIQUES. — Les diagrammes construits au moyen des surfaces équipotentiellles et des lignes de force offrent une disposition analogue à celle des Cartes topographiques, sur lesquelles on figure le relief d'un terrain à l'aide des courbes de niveau et des lignes de plus grande pente: leur lecture est aussi aisée et leur emploi permet de résoudre graphiquement un grand nombre de problèmes d'électricité pratique. Il importe donc de se familiariser avec leur usage. Nous en fournirons ici quelques exemples, auxquels se rapporte la *Pl. II*.

1° *Point unique.* — Les surfaces équipotentiellles ont pour équation

$$V = \frac{m}{r};$$

ce sont des sphères ayant pour centre le point A. Si l'on fait croître V en progression arithmétique, les valeurs correspondantes de r deviennent de plus en plus rapprochées à mesure que V est plus grand. Supposons notamment la charge m égale à 1, et donnons à V les valeurs

$$V = 0, 1, 2, 3, 4, \dots, \infty;$$

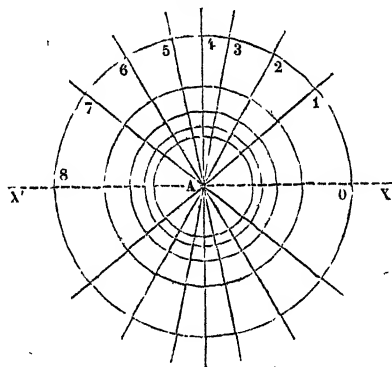
elles correspondent à $r = \infty, 1, \frac{1}{2}, \frac{1}{3}, \frac{1}{4}, \dots, 0$.

Les lignes de force sont des droites issues du point A. Les segments interceptés sur ces lignes par les sphères équipoten-

tielles sont d'autant plus grands, et par suite la force est d'autant plus petite, qu'on s'éloigne davantage du point A.

Pour donner au diagramme électrique toute la précision possible, il convient de faire partir du point électrisé un nombre de lignes de force proportionnel à la charge et de supposer celles-ci également réparties dans l'espace. Il résulte de là, pour les diagrammes plans, une difficulté que l'on écartera, d'après M. Maxwell, grâce à la convention suivante. On supposera que l'on fait tourner le diagramme autour d'un axe XX' passant par le point A (fig. 21). Dans ce mouvement, une droite

Fig. 21.



telle que A 1, faisant un angle θ_1 avec AX', décrit un cône et intercepte sur une sphère, décrite de A comme centre avec l'unité pour rayon, une zone de surface $2\pi(1 - \cos\theta_1)$. Si l'on désigne par m la charge du point A, m étant un nombre entier, on placera, dans l'intervalle XX', m lignes de force, auxquelles on donnera des directions $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_m$, telles que

$$2\pi(1 - \cos\theta_1) = \frac{4\pi}{m},$$

$$2\pi(1 - \cos\theta_2) = 2\frac{4\pi}{m},$$

$$\dots\dots\dots,$$

$$2\pi(1 - \cos\theta_m) = m\frac{4\pi}{m} = 4\pi,$$

de telle sorte que les zones comprises entre deux lignes consécutives soient toutes égales à $\frac{1}{m}$ de la surface entière de la sphère. La dernière de ces lignes coïncide avec AX' . La fig. 21 se rapporte à $n = 8$.

Au lieu de déterminer $\theta_1, \theta_2, \dots$ par les équations précédentes, il sera plus simple de construire graphiquement les droites A_1, A_2, \dots , en divisant le diamètre de l'un des cercles du diagramme en m parties égales, élevant en ces points des perpendiculaires à XX' et joignant au centre les points d'intersection avec la circonférence.

D'après un théorème précédent, relatif aux surfaces équipotentielles (p. 98), le diagramme, construit pour un point électrisé, est encore exact pour un conducteur électrisé ayant la forme sphérique, et possédant une charge, égale à celle du point A, uniformément répartie sur sa surface.

2° *Deux points électrisés possédant des charges égales et de signes contraires.* — Le potentiel, en un point dont les distances aux points A et B sont r et r' , est

$$V = m \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'} \right).$$

L'équation des surfaces équipotentielles est donc

$$(10) \quad \frac{1}{r} - \frac{1}{r'} = \frac{V}{m}.$$

Elles sont de révolution autour de la ligne AB qui joint les deux points. Leurs méridiennes sont en général des courbes du quatrième degré.

Suivant que $r \leq r'$, le potentiel est positif ou négatif. Quand V est positif et très-grand, r est très-voisin de zéro; la courbe représentée par l'équation (10) se confond sensiblement avec un cercle ayant pour centre le point A. Pour $V = 0$, on a $r = r'$; l'équation (10) représente une droite perpendiculaire au milieu de AB; pour des valeurs intermédiaires du potentiel, l'équation (10) représente des courbes ovoïdes, aplaties vers B et protubérantes en dehors. En attribuant à V des valeurs négatives, on retrouve en ordre inverse les mêmes courbes enveloppant le point B.

Les *fig. 1, 2, 3* de la *Pl. II* sont destinées à montrer comment on peut construire graphiquement les méridiennes des surfaces équipotentiellles d'un système de deux points et les lignes de force correspondantes.

Occupons-nous d'abord des surfaces équipotentiellles (*Pl. II, fig. 1*). Le potentiel total V en un point est la somme algébrique du potentiel V_1 relatif au point A et du potentiel V_2 relatif au point B :

$$V = V_1 + V_2.$$

Traçons autour des points A et B les surfaces équipotentiellles correspondant à des valeurs de V_1 et de V_2 croissant en progression arithmétique. Soient, en particulier, deux de ces surfaces, les sphères $V_1 = p$, $V_2 = q$. Le potentiel à leur intersection a pour valeur

$$V = p + q;$$

donc, sur le diagramme, la méridienne de la surface $V = p + q$ passe par tous les points d'intersection des cercles équipotentiellls, tels que la somme algébrique de leurs numéros d'ordre soit égale à $p + q$.

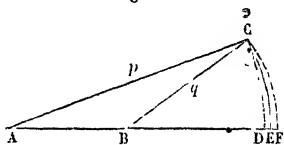
On peut rapprocher autant qu'on veut la raison de la progression arithmétique, et par suite obtenir autant de points que l'on voudra de chacune des surfaces équipotentiellles.

Dans le cas particulier qui nous occupe, le potentiel relatif au point B est négatif, et l'on a tracé sur la figure les cercles correspondant aux potentiels 2, 3, 4, 5, 6 et 7 fournis par le point A, — 2, — 3, — 4, — 5, — 6, — 7, fournis par le point B. La surface de potentiel zéro passe par les intersections (3, — 3), (4, — 4), (5, — 5), ..., la surface de potentiel + 1 par (3, — 2), (4, — 3), (5, — 4), Dans la figure, les surfaces équipotentiellles de chacun des deux points sont tracées en pointillé, les surfaces équipotentiellles du système en traits pleins.

On voit sur la *fig. 2* (*Pl. II*) comment on trace les lignes de force. On attribue aux lignes de force de chacun des points A et B un numéro d'ordre; considérons le point d'intersection C de deux de ces lignes (*fig. 22*) possédant les n^{os} p et q . La première limite sur la sphère, décrite du point A comme centre et pas-

sañt par le point d'intersection, une zone de p unités, c'est-à-dire que, si l'on remplace le point A par une distribution électrique effectuée sur cette sphère, la zone CD limitée par A possédera p unités d'électricité ; de même sur la sphère décrite du point B comme centre, avec BC pour rayon, la ligne de force q limite une zone CF à laquelle on peut attribuer la charge q . Considérons maintenant la surface équipotentielle du système A et B passant au point C ; on peut de même remplacer le système AB par une distribution d'électricité sur cette surface, de telle sorte que la zone CE correspondante comprenne p unités d'électricité pour le point A q unités pour le point B, en tout $p + q$ unités. La ligne de force d'ordre $p + q$ passe donc par le point C.

Fig. 22.



On obtiendra autant de points que l'on voudra de cette ligne de force en prenant l'unité d'électricité assez petite pour que les points d'intersection soient très-rapprochés.

Dans le cas actuel, les lignes de force correspondant au point B, dont la charge est négative, doivent porter de numéros d'ordre négatifs. Dans la *fig. 2 (Pl. II)*, les lignes de force de chacun des deux points sont marquées en pointillé, et celles du système en traits pleins.

La *fig. 3 (Pl. II)* montre le diagramme complet dont le *fig. 1* et *2* indiquent la construction. Dans cette figure et dans toutes les figures suivantes, les surfaces équipotentielle sont marquées en pointillé, les lignes de force en traits pleins.

3° Deux points électrisés possédant des charges de même signe. — On a

$$V = \frac{m}{r} + \frac{m'}{r'},$$

et les surfaces de niveau électrique ont pour équation

La *fig. 4* de la *Pl. II* se rapporte au cas $m = m'$, la *fig. 5* au cas $m = 4m'$ ⁽¹⁾.

Pour de très-grandes valeurs positives de V les surfaces de niveau se dédoublent en deux nappes sensiblement sphériques enveloppant les points A et B; pour des valeurs de V plus faibles, les deux nappes ressemblent à celles de surfaces de révolution ayant pour méridiennes des lemniscates; elles se réunissent en une surface dont la méridienne est une courbe en ∞ , et qui présente par conséquent un point nodal: c'est ce qui se présente dans le cas de la *fig. 4* (*Pl. II*) ($m = 12$, $AB = 12$) pour une valeur entière du potentiel $= 4$, et dans la *fig. 5* ($m = 20$, $m' = 5$) pour une valeur égale à $\frac{50}{AB}$. Au delà les surfaces équipotentiellles se déforment encore et se rapprochent de plus en plus d'être des sphères quand on attribue à V des valeurs de plus en plus petites.

Au point nodal, la valeur de $\frac{dV}{dn}$ est indéterminée, mais la force électrique est nulle. On reconnaît sans peine que ce point correspond à une position d'équilibre instable. C'est ce qui se produit chaque fois qu'une surface équipotentielle présente un nœud.

4° *Deux points électrisés possédant des charges de signes contraires.* — La *fig. 6* (*Pl. II*) se rapporte à ce cas, pour des valeurs de $m = 20$ et $m' = -5$. Nous désignons ici par m' la valeur absolue de la charge négative du point B. Il est à remarquer que dans ce cas la surface équipotentielle de potentiel zéro est une sphère entourant le point B; elle a pour équation

$$V = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{m}{r} = \frac{m'}{r'}.$$

La distance des deux points étant désignée par a , le centre C de la sphère est à une distance de B égale à $\frac{m'^2}{m^2 - m'^2} a$, et son rayon est $\frac{mm'}{m^2 - m'^2} a$. Ces quantités deviennent infinies pour

(1) Les *fig. 1, 2, 3, 5* et *6* de la *Pl. II* ont été dessinées d'après Maxwell.

$m = m'$, et en effet, dans ce cas, nous avons vu que la surface de potentiel zéro est un plan perpendiculaire au milieu de AB.

Toutes les surfaces équipotentielles intérieures à la sphère C ont un potentiel négatif, celles qui sont extérieures ont un potentiel positif. On remarquera que toutes les lignes de force parties de B vont se terminer en A, tandis qu'un nombre $m - m'$ de celles qui partent de A vont se terminer à l'infini. Nous verrons plus loin l'importance de cette observation.

Une remarque non moins importante, c'est que, puisque la sphère C est au potentiel zéro, on ne changera rien à la force exercée aux points extérieurs à cette sphère, si on la remplace par une surface conductrice en communication avec le sol. Celle-ci ne possédera alors aucune charge; mais, si l'on venait à supprimer la charge du point B, la sphère conductrice, soumise désormais à la seule influence de A, prendrait une charge déterminée, et le potentiel, nul en un point quelconque du conducteur, serait nul aussi dans son intérieur. A l'extérieur, le potentiel serait partout le même que si le point B existait.

Il résulte du théorème de Green (p. 90) que la charge qu'il faut supposer répartie sur une surface équipotentielle entourant un point B électrisé, pour qu'elle produise à l'extérieur la même action que lui, est égale à celle du point. La sphère C posséderait donc une charge négative, égale à celle du point B. Nous verrons un peu plus tard l'utilité de cette observation pour l'étude de l'influence d'un point sur une sphère (voir p. 131).

5° Nous nous demanderons encore quel est le diagramme qui convient pour représenter une portion de l'espace où la force électrique conserve partout la même grandeur et la même direction : c'est ce qu'on appelle un *champ électrique constant*. Le potentiel est alors une fonction linéaire des coordonnées, les surfaces équipotentielles sont des plans parallèles équidistants, et les lignes de force des droites perpendiculaires à ces plans et équidistantes entre elles; le diagramme se compose donc de deux systèmes de droites rectangulaires régulièrement espacées.

CHAPITRE VI.

DISTRIBUTION DE L'ÉLECTRICITÉ À LA SURFACE
D'UN CONDUCTEUR.

Distribution de l'électricité à la surface d'un conducteur. — Méthode de Coulomb dite *du plan d'épreuve*. — Distribution sur un ellipsoïde, sur un disque circulaire, sur deux sphères en contact. — Expériences diverses de Coulomb. — Lames allongées. — Disques. — Cylindres. — Pointes.

DISTRIBUTION DE L'ÉLECTRICITÉ À LA SURFACE D'UN CONDUCTEUR. —

Nous avons vu (p. 88) que l'électricité se distribue à la surface d'un conducteur de telle sorte que la résultante des actions électriques en tout point P intérieur est nulle, que par suite le potentiel V est constant dans tout l'intérieur d'un corps conducteur, et que sa surface est une surface de niveau électrique. La densité électrique, telle qu'elle a été définie analytiquement (p. 77), est en général variable d'un point à l'autre de la surface, et, si l'on désigne par dn une portion de normale menée extérieurement à la surface du corps et limitée à une surface de niveau infiniment voisine, on a en chaque point (p. 98)

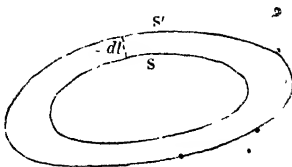
$$(1) \quad \rho = - \frac{1}{4\pi} \frac{dV}{dn}.$$

Dans l'hypothèse de la matérialité de l'électricité, on pourrait supposer que le fluide répandu à la surface d'un conducteur y possède une épaisseur ϵ uniforme et une densité variable $\frac{\rho}{\epsilon}$, ou bien qu'il y affecte une densité uniforme δ et une

épaisseur ϵ variable dont la valeur est $\frac{\rho}{\delta}$. Ces deux manières, analytiquement équivalentes, d'envisager la distribution élec-

trique, n'offrent plus pour nous aucun intérêt théorique, mais la dernière a l'avantage de fournir un diagramme particulier de la distribution électrique que nous ne pouvons nous dispenser de signaler à cause de sa simplicité. En chaque point de la surface S (fig. 23) d'un conducteur électrisé, portons sur une normale à la surface une longueur dl proportionnelle à l'épaisseur électrique au point considéré. Les extrémités de ces normales forment une surface fermée S' qui enveloppe le conducteur. La densité ρ définie par l'équation (1) est proportionnelle à la distance normale dl des deux surfaces et la charge totale est proportionnelle au volume de la couche qu'elles limitent.

Fig. 23.



Il est à remarquer que dl , proportionnel à ρ , est en raison inverse de dn , c'est-à-dire que la distance normale de S et de S' est en raison inverse de la distance de S à la surface de niveau électrique infiniment voisine.

MÉTHODE DU PLAN D'ÉPREUVE. — Coulomb (1) a imaginé le premier une méthode qui permet d'étudier expérimentalement la distribution de l'électricité à la surface d'un conducteur.

On fixe un disque plan de clinquant à l'extrémité d'une aiguille en gomme laque qui est longue et très-fine (c'est ce que Coulomb nomme le *plan d'épreuve*), puis on l'applique sur les points du conducteur dont on veut étudier la charge. Si ce disque est très-petit et la courbure du corps peu prononcée, on doit admettre que le plan d'épreuve emporte, quand on le retire, une charge proportionnelle à la densité électrique au point touché; il en serait de même si, au lieu d'un disque, le petit conducteur d'épreuve avait la forme d'une sphère, d'un hémisphère, etc. (2).

(1) *Mémoires de l'Académie*, p. 425; 1787.

(2) Il n'est pas très-facile de déterminer le rapport de la quantité d'électricité emportée par le plan d'épreuve à celle qui existe sur une surface égale autour du point touché. Coulomb admettait, sans preuve suffisante, qu'un plan d'épreuve en forme de disque emporte une quantité d'électricité double de

Si donc nous plaçons ensuite ce plan d'épreuve dans la balance de torsion à la place de la boule fixe, vis-à-vis de l'aiguille mobile primitivement chargée d'une quantité constante d'électricité de même nom, nous mesurerons à une distance α une force répulsive ou une torsion A , et elle sera proportionnelle à la quantité d'électricité enlevée, c'est-à-dire à la densité électrique au point touché. On répète ensuite la même observation en touchant une autre partie du conducteur, on mesure à la même distance α une seconde torsion A' , et le quotient de A par A' exprime le rapport des densités électriques aux deux points et aux époques où ils ont été successivement touchés.

Coulomb jugea, non sans raison, qu'il importait de soumettre le principe même de la méthode du plan d'épreuve au contrôle de l'expérience. Il prit à cet effet une sphère électrisée, et, après avoir touché l'un de ses points avec le plan d'épreuve, il introduisit celui-ci dans la balance vis-à-vis de l'aiguille primitivement chargée et mesura la répulsion A qui maintenait l'écart à 20° . Immédiatement après, il mit la sphère en contact avec une autre sphère isolée qui lui était identique, mais à l'état naturel, puis il les sépara : il avait ainsi réduit à la moitié la charge totale et, par suite, la densité électrique sur la première; alors il la toucha de nouveau avec le plan d'épreuve, remit celui-ci dans la balance et ne trouva plus qu'une répulsion moitié moindre à la même distance de 20° .

Après s'être ainsi assuré de la légitimité de la méthode, tout au moins dans le cas des sphères; Coulomb se préoccupa de corriger l'erreur qui résulte de la déperdition progressive de l'électricité des conducteurs. Supposons que l'on veuille comparer les densités électriques en des points a , b quelconques; il faudra d'abord toucher a et mesurer la répulsion A ; cette opération prendra environ trois minutes. Ensuite il faudra faire

celle qui existe au point touché, et l'on a admis depuis, sans de meilleures raisons, qu'il emporte seulement une quantité égale.

Un seul cas a été étudié analytiquement d'une manière complète : c'est celui d'un corps d'épreuve hémisphérique que l'on applique par sa base sur le corps électrisé. M. Beltrami a démontré (*Journal de Physique*, t. VII, p. 176) qu'il prend une quantité d'électricité triple de celle qui existe au point touché sur une surface égale à sa base.

la même mesure sur b , ce qui donnera une répulsion B et emploiera trois autres minutes; mais il est évident que, la charge du point b ayant été diminuée pendant l'intervalle qui sépare les deux mesures, le rapport de A à B sera plus grand que celui des charges réelles que les deux points possèdent au même moment. Pour annuler cette erreur, Coulomb revient ensuite au point a , après le même intervalle de trois minutes; il recommence la mesure, ce qui donne une autre torsion A' , et il admet, ce qui est très-suffisamment exact, que la moyenne de A et de A' exprime la répulsion que l'on eût trouvée en a si l'on avait touché ce point en même temps que l'on a touché le point b . Avec cette précaution d'alterner les contacts après des intervalles de temps égaux, la méthode de Coulomb ne laisse plus rien à désirer, et nous pourrions avoir toute confiance aux résultats qu'elle a fournis dans les divers cas où elle a été appliquée.

M. Riess ⁽¹⁾ a indiqué un autre moyen de tenir compte de la déperdition: il consiste à employer deux plans d'épreuve aussi identiques que possible, à l'aide desquels on touche simultanément les deux points du conducteur que l'on veut comparer. L'un des plans est aussitôt porté dans la balance, tandis que l'autre est suspendu à l'intérieur d'une cloche de verre, d'où on le retire ensuite pour le porter à son tour dans la balance. Le coefficient de déperdition est déterminé dans la balance même et au commencement des expériences; on peut donc se servir de ce coefficient pour calculer la charge initiale de la boule abandonnée à elle-même dans une capacité close analogue à celle de la balance et pendant une durée connue. La méthode de M. Riess ne peut rendre de services réels que pour étudier la distribution électrique sur un corps dont l'état électrique est exposé à varier rapidement, comme un corps mal isolé, un conducteur de machine électrique, etc.

Nous sommes maintenant en possession de méthodes qui nous permettent d'étudier expérimentalement la distribution de l'électricité. Elles sont d'autant plus précieuses que l'étude théorique de la distribution présente, dans la plupart des cas,

(1) RIESS, *Reibungselektricität*, t. I, p. 137.

des difficultés analytiques insurmontables. Cependant on a obtenu théoriquement un certain nombre de résultats susceptibles de vérification expérimentale, et sur lesquels nous devons plus particulièrement insister, puisque chacun d'eux nous fournira une nouvelle démonstration *a posteriori* de la loi fondamentale de l'électricité.

DISTRIBUTION DE L'ÉLECTRICITÉ SUR UN ELLIPSOÏDE OU SUR UN DISQUE CIRCULAIRE. — Il n'y a pas de méthode générale permettant de déterminer *a priori* le rapport des densités électriques aux divers points d'un conducteur de forme connue. Ce n'est qu'à l'aide d'artifices particuliers qu'on arrive à résoudre théoriquement la question dans un certain nombre de cas.

Nous allons, à titre d'exemple, déterminer la distribution qu'affecte l'électricité sur un ellipsoïde conducteur.

Nous démontrerons d'abord qu'une couche homogène d'électricité comprise entre deux ellipsoïdes concentriques homothétiques est sans action sur un point électrisé intérieur.

1. Soient

$$(1) \quad \begin{cases} \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1, \\ \frac{x'^2}{a'^2} + \frac{y'^2}{b'^2} + \frac{z'^2}{c'^2} = 1 \end{cases}$$

les équations des deux ellipsoïdes. Pour exprimer qu'ils sont homothétiques, il suffit de joindre aux équations (1) la suivante :

$$(2) \quad \frac{a'}{a} = \frac{b'}{b} = \frac{c'}{c}.$$

Soit N (fig. 24) un point quelconque intérieur aux deux ellipsoïdes et dont les coordonnées sont p, q, r . Par ce point on mène arbitrairement une droite qui coupe l'ellipsoïde intérieur en N et B, l'extérieur en A' et B'. Nous démontrerons d'abord que l'on a

$$\overline{AA'} = \overline{BB'}.$$

Désignons en effet par α, β, γ les cosinus des angles de la

droite \overline{NA} avec les axes; les coordonnées des points A et B sont

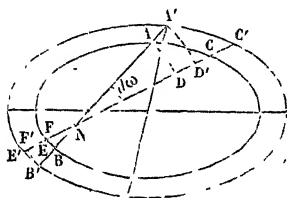
$$p + \alpha \cdot \overline{NA}, \quad p - \alpha \cdot \overline{NB},$$

$$q + \beta \cdot \overline{NA}, \quad q - \beta \cdot \overline{NB},$$

$$r + \gamma \cdot \overline{NA}, \quad r - \gamma \cdot \overline{NB}.$$

Ces coordonnées doivent satisfaire à la première équation (1),

Fig. 24.



ce qui donne deux équations que nous retrancherons membre à membre. Nous obtenons

$$\begin{aligned} & (\overline{NA}^2 - \overline{NB}^2) \left(\frac{\alpha^2}{a^2} + \frac{\beta^2}{b^2} + \frac{\gamma^2}{c^2} \right) \\ & + 2(\overline{NA} + \overline{NB}) \left(\frac{p\alpha}{a^2} + \frac{q\beta}{b^2} + \frac{r\gamma}{c^2} \right) = 0 \end{aligned}$$

ou

$$(3) \quad (\overline{NB} - \overline{NA}) \left(\frac{\alpha^2}{a^2} + \frac{\beta^2}{b^2} + \frac{\gamma^2}{c^2} \right) = 2 \left(\frac{p\alpha}{a^2} + \frac{q\beta}{b^2} + \frac{r\gamma}{c^2} \right).$$

On a de même

$$(\overline{NB'} - \overline{NA'}) \left(\frac{\alpha'^2}{a'^2} + \frac{\beta'^2}{b'^2} + \frac{\gamma'^2}{c'^2} \right) = 2 \left(\frac{p'\alpha'}{a'^2} + \frac{q'\beta'}{b'^2} + \frac{r'\gamma'}{c'^2} \right)$$

ou, en tenant compte de la relation (2),

$$(4) \quad (\overline{NB'} - \overline{NA'}) \left(\frac{\alpha^2}{a^2} + \frac{\beta^2}{b^2} + \frac{\gamma^2}{c^2} \right) = 2 \left(\frac{p\alpha}{a^2} + \frac{q\beta}{b^2} + \frac{r\gamma}{c^2} \right).$$

Les équations (3) et (4) donnent immédiatement

$$\overline{NA'} - \overline{NA} = \overline{NB'} - \overline{NB},$$

$$(5) \quad \overline{AA'} = \overline{BB'},$$

ce que nous voulions démontrer.

2. Du point N comme sommet décrivons un cône élémentaire d'angle solide $d\omega$ ⁽¹⁾. Il intercepte dans la couche comprise entre les ellipsoïdes deux éléments de volume ACA'C', BEB'E'. Du point N comme centre, avec des rayons successivement égaux à \overline{NA} et à $\overline{NA'}$, \overline{NB} et $\overline{NB'}$, décrivons des sphères : elles intercepteront sur le même cône élémentaire des éléments de volume ADA'D', BFB'F' qui ne diffèrent de ACA'C', BEB'E' que par des quantités infiniment petites par rapport à ces éléments. Nous pouvons donc indifféremment prendre les uns pour les autres.

Les éléments ADA'D', BFB'F' exercent sur le point N des actions directement opposées : je dis qu'elles sont égales. En effet, les éléments homogènes et de même épaisseur $\overline{AA'} = \overline{BB'}$ peuvent être décomposés en un même nombre d'éléments infiniment minces. Proposons-nous de trouver l'action de l'un de ces éléments, de rayon r et d'épaisseur dr , sur l'unité d'électricité placée en N. Le volume de l'élément est $r^2 d\omega dr$, et, en désignant par ρ la densité électrique uniforme de la couche, il contient une quantité d'électricité $\rho r^2 d\omega dr$ dont l'action sur le point N est

$$\frac{\rho r^2 d\omega dr}{r^2} = \rho d\omega dr;$$

elle est donc indépendante de r , et, par suite, chacun des éléments en même nombre et de même épaisseur dr dans lesquels nous avons décomposé les volumes ADA'D', BFB'F' exerce des actions égales. Il en est de même des volumes ADA'D', BFB'F'.

(1) C'est-à-dire qui intercepte la surface $d\omega$ sur une sphère de rayon r décrite du sommet du cône comme centre.

Le volume compris entre les deux ellipsoïdes pouvant être décomposé par des cônes élémentaires en volumes ADA'D', BFB'F' dont les actions s'annulent deux à deux, l'action de la couche totale sur le point intérieur quelconque N est nulle.

Cette propriété, indépendante du rapport $\frac{a'}{a}$ de similitude des deux ellipsoïdes homothétiques, est encore vraie quand ils sont infiniment voisins (1).

3. Cela posé, si l'on considère, à la surface d'un ellipsoïde conducteur, une couche d'électricité de densité uniforme limitée extérieurement par un ellipsoïde homothétique infiniment voisin, ou, ce qui revient au même, une distribution électrique sans épaisseur dont la densité en chaque point soit proportionnelle à la distance des deux ellipsoïdes, l'électricité ainsi distribuée sera en équilibre, puisque l'action exercée en un point quelconque intérieur au conducteur sera nulle.

Il en résulte que la densité électrique aux extrémités des axes de l'ellipsoïde est proportionnelle à ces axes. En général, la densité électrique en un point quelconque est en raison inverse de la perpendiculaire abaissée du centre sur le plan tangent en ce point. En effet, l'épaisseur comprise entre les deux ellipsoïdes homothétiques infiniment voisins (c'est-à-dire la distance des plans tangents parallèles menés aux deux ellipsoïdes) est, par suite de l'homothétie, proportionnelle à la distance OP de l'un de ces plans tangents au centre d'homothétie O (fig. 25).

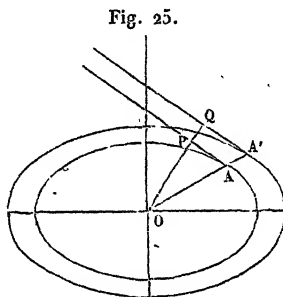


Fig. 25.

La longueur de la perpendiculaire OP est, comme on sait,

$$(6) \quad p = \frac{1}{\sqrt{\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2}}}.$$

(1) Ce mode de démonstration est emprunté à M. von Lang (*Einleitung in die theoretische Physik*, p. 153; Braunschweig, 1867).

Soit M la charge totale, égale au volume compris entre les deux ellipsoïdes; on a

$$M = \frac{4}{3}\pi(a'b'c' - abc)$$

ou, en posant $\frac{a'}{a} = 1 + \alpha$,

$$M = \frac{4}{3}\pi abc[(1 + \alpha)^3 - 1],$$

et, à la limite,

$$(7) \quad M = 4\pi abc\alpha.$$

Soit maintenant ρ la densité électrique au point A ; elle a pour mesure PQ' :

$$(8) \quad \rho = PQ' = OQ - OP = p(1 + \alpha) - p = p\alpha.$$

Remplaçons, dans la valeur de ρ , α et p par leurs valeurs tirées de (6) et (7) :

$$(9) \quad \rho = \frac{M}{4\pi abc} \frac{1}{\sqrt{\frac{x^2}{a^4} + \frac{y^2}{b^4} + \frac{z^2}{c^4}}}.$$

Telle est l'expression de la densité électrique au point de l'ellipsoïde dont les coordonnées sont x, y, z .

4. Si l'on suppose que l'un des axes c devienne très-petit, l'ellipsoïde se transforme en un disque elliptique infiniment mince, et l'on peut trouver la distribution de l'électricité à sa surface en transformant le radical dans l'expression (9). Il suffit d'y remplacer $\frac{z^2}{c^2}$ par $1 - \frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{b^2}$, conformément à l'équation (1), ce qui donne

$$\rho = \frac{M}{4\pi ab} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{c^2 - a^2}{a^4} x^2 + \frac{c^2 - b^2}{b^4} y^2}},$$

et de faire ensuite tendre c vers zéro. On a, à la limite,

$$(10) \quad \lim \rho = \frac{M}{4\pi ab} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{b^2}}}.$$

5°. Pour une plaque circulaire $a = b$,

$$(11) \quad \lim \rho = \frac{M}{4\pi a^2} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{r^2}{a^2}}};$$

dans cette dernière expression, r représente la distance au centre du point auquel se rapporte la densité ρ .

Les expressions (10) et (11) indiquent une densité infinie aux bords, c'est-à-dire quand on fait $\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1$ dans la première ou $r = a$ dans la seconde. Toutefois, on démontre, et nous admettons, que la quantité d'électricité distribuée sur une couronne très étroite comprenant le bord n'est qu'une fraction négligeable de la charge totale (1).

6. On n'a pas fait d'expériences sur la distribution de l'électricité sur un ellipsoïde, à cause de la difficulté de construire avec quelque exactitude un ellipsoïde conducteur de dimensions suffisantes; mais Coulomb avait étudié la distribution sur un disque circulaire de faible épaisseur et de 10 pouces de diamètre, et les résultats de ses expériences, publiés par Biot (2), peuvent être comparés à ceux que prévoit la théorie. Voici le résultat de cette comparaison :

Distance au bord de la plaque.	Densité	
	observée.	calculée.
5" (centre).....	1	1
4.....	1,001	1,020
3.....	1,005	1,090
2.....	1,17	1,25
1.....	1,52	1,667
0,5.....	2,07	2,294
0.....	2,90	∞

(1) Si la largeur de la couronne est successivement les $\frac{4}{5}$ et les $\frac{11}{12}$ du rayon, les charges de la couronne sont respectivement les $\frac{1}{5}$ et les $\frac{1}{12}$ de la charge totale (Clausius, *Die mechanische Behandlung der Elektrizität*, p. 17; Braunschweig, 1879).

(2) Biot, *Traité de Physique expérimentale et mathématique*, t. II, p. 2771.

Le dernier nombre donné par Coulomb ne présente absolument aucun sens, puisque la méthode du plan d'épreuve cesse d'être applicable au voisinage immédiat du bord où le rayon de courbure est extrêmement petit; si l'on fait abstraction de ce nombre, on reconnaîtra que la concordance de la théorie et de l'expérience laisse peu de chose à désirer. On doit d'ailleurs observer, pour l'appréciation exacte de tout ce qui suit, que la théorie de l'électricité, due à Poisson, est de trente ans postérieure aux recherches expérimentales de Coulomb.

DISTRIBUTION DE L'ÉLECTRICITÉ SUR DEUX SPHÈRES EN CONTACT. —

L'étude théorique de la distribution de l'électricité sur deux sphères en contact a été faite par Poisson ⁽¹⁾ et complétée par M. Plana ⁽²⁾ et par M. Roche ⁽³⁾. Nous n'indiquerons pas les méthodes qu'ils ont employées; nous nous bornerons à comparer les résultats des expériences de Coulomb à ceux que prévoit le calcul.

Coulomb a d'abord cherché suivant quel rapport la charge électrique totale se partage entre deux sphères inégales. Il a trouvé que la densité électrique moyenne, celle qu'on observe après la séparation des sphères, est toujours plus grande sur la plus petite des deux sphères. Le Tableau suivant, dressé par Coulomb d'après l'ensemble de ses expériences, donne le rapport des densités moyennes sur les deux sphères; on y a joint le même rapport calculé théoriquement par Poisson :

Rapport des rayons des sphères	Rapport des densités moyennes	
	observe par Coulomb	calculé par Poisson
1....	1	1
2.....	1,08	1,16
4.....	1,30	1,32
8.....	1,65	1,44
∞.....	2,00	$1,65 = \frac{\sigma^2}{6}$

(1) POISSON, *Mémoires de l'Institut*, 1811, I^{re} Partie, p. 1.

(2) PLANA, *Mémoires de l'Académie des Sciences de Turin*, 2^e série, t. VII, p. 71.

(3) ROCHE, *Mémoires de l'Académie de Montpellier, Section des Sciences*, t. II, p. 115.

Le dernier nombre proposé par Coulomb est une limite qu'il avait trouvée par induction ; mais on doit remarquer que la méthode du plan d'épreuve devient de plus en plus défectueuse pour la plus petite des deux sphères à mesure que son rayon décroît, que par suite elle doit conduire à une valeur limite inexacte.

Coulomb a cherché aussi à déterminer par l'expérience la distribution de l'électricité sur les sphères pendant le contact. Considérons d'abord deux sphères égales (*fig. 26*) ; on trouve que la charge est nulle au point A de contact et qu'elle reste insensible jusqu'au point C, à une distance angulaire de 20° .

A partir de ce point, en s'éloignant encore de A, on commence à trouver une charge électrique appréciable qui augmente rapidement jusqu'au point B, situé à 90° , et lentement depuis B jusqu'au point M opposé au contact. Coulomb avait déterminé ces charges avec beaucoup de soin ; il avait encore fait des expériences en réunissant deux sphères inégales dont les rayons R, R' étaient dans le rapport de 1 à 2, et il avait noté les densités comparées des couches électriques sur la petite sphère, à partir du contact jusqu'à l'extrémité opposée du diamètre qui joint les centres. Tous ces nombres attendaient pour ainsi dire la théorie mathématique, afin de lui servir d'épreuve. Aussi Poisson calcula-t-il les rapports des charges en ces différents points, et la comparaison des résultats de l'expérience et du calcul se trouve dans les Tableaux suivants :

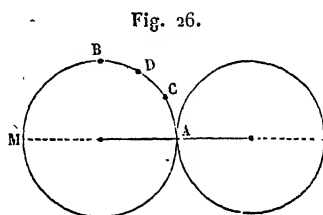


Fig. 26.

Sphères égales.

Distances angulaires a partir du contact	Densités électriques	
	observees.	calculees
20.....	0,000	0,000
30.....	0,208	0,170
60.....	0,799	0,745
90.....	1,000	1,000
180.....	1,057	1,140

Sphères inégales, $R = 1$, $R' = 2$

Distances angulaires a partir du contact.	Épaisseurs électriques	
	observées.	calculées.
302.....	0,000	0,000
60.....	0,588	0,556
90.....	1,000	1,000
180.....	1,333	1,353

Dans le dernier exemple, où les sphères sont inégales, Coulomb avait de plus comparé l'état des deux globes, en portant successivement le plan d'épreuve sur l'un et sur l'autre à 90° du point de contact; il avait trouvé que la densité est plus grande sur le petit globe, dans le rapport de 1,25 à 1 : le calcul a donné 1,24. On voit avec quelle exactitude la théorie mathématique reproduit les conditions expérimentales dans tous les cas où la méthode du plan d'épreuve est rigoureuse.

EXPÉRIENCES DIVERSES DE COULOMB. — LAMES ALLONGÉES. — DISQUES. — CYLINDRES. — POINTES. — Coulomb a encore étudié la distribution électrique dans un assez grand nombre de cas pratiques qui n'ont pas été traités analytiquement. Il a, par exemple, examiné la distribution de l'électricité sur une lame d'acier qui avait 11 pouces de longueur, 1 pouce de largeur et $\frac{1}{2}$ ligne d'épaisseur; il donna au plan d'épreuve la forme d'un rectangle qui avait 3 lignes de largeur et 1 pouce de longueur, de façon qu'on pouvait l'appliquer sur toute la largeur de la lame à la fois et à diverses distances de ses extrémités. Les expériences furent faites d'abord au milieu, ensuite à 1 pouce de l'extrémité, puis à l'extrémité même, et enfin l'on fit une dernière épreuve en plaçant le plan sur le prolongement de la lame : la densité électrique s'est montrée à peu près constante depuis le milieu jusqu'à 1 pouce de l'extrémité; elle augmente ensuite jusqu'à devenir égale à 2,02 à cette extrémité même. Avec des lames plus longues, la densité demeure encore constante jusqu'à 1 pouce de l'extrémité. Quand on place le plan d'épreuve sur le prolongement de la lame, il emporte une

charge quatre fois plus grande que celle qu'il prend au milieu ; mais cette dernière expérience n'offre pas le sens précis et rigoureux que lui attribuait Coulomb ⁽¹⁾.

L'augmentation rapide de la densité électrique que nous venons de constater dans le cas d'une lame allongée se retrouve sur le rebord de toutes les plaques. Nous rappellerons à cet égard les résultats obtenus par Coulomb avec un disque circulaire (*voir* p. 115).

Les prismes, les cylindres allongés donnent lieu à des remarques analogues. Par exemple, Coulomb étudia un cylindre à base circulaire de 2 pouces de diamètre et de 30 pouces de longueur ; il était terminé par deux hémisphères, c'est-à-dire tout à fait semblable aux tiges des conducteurs des machines électriques. Voici les résultats obtenus par Coulomb :

	Densité électrique
Milieu.....	1,00
2 pouces de l'extrémité.....	1,25
1 pouce de l'extrémité.....	1,80
Extrémité.....	2,30

Nous voyons en résumé que, sur toutes les parties planes d'un conducteur, la densité électrique est faible ; mais, là où le rayon de courbure est très-petit, le long des arêtes vives par exemple, la densité augmente rapidement : elle est pratiquement énorme et serait théoriquement infinie à l'extrémité d'une pointe bien aiguisée.

Aux variations de la densité électrique que nous venons de constater correspondent des variations analogues et plus accusées encore de la tension, qui est (*voir* p. 91) proportionnelle au carré de la densité. La tension sur les arêtes vives ou sur les pointes est telle que la résistance opposée au mouvement de l'électricité par le milieu gazeux ambiant est en

(1) Coulomb fait observer que dans les expériences précédentes l'électricité ne se répand que sur la face supérieure du plan d'épreuve, tandis qu'ici elle se répand sur les deux faces opposées : en divisant par 2 le résultat obtenu, on trouve, en effet, le même nombre que quand le plan d'épreuve est posé sur l'extrémité de la lame.

général vaincue : il en résulte de curieux phénomènes que nous étudierons plus tard. Bornons-nous pour le moment à tirer une conclusion pratique : c'est qu'on doit terminer par des formes arrondies tous les conducteurs sur lesquels on veut maintenir une charge durable.

Nous renverrons au Mémoire original de Coulomb pour quelques cas de distribution dont l'intérêt ne nous a pas paru suffisant pour les consigner ici.

CHAPITRE VII.

CAPACITÉS ÉLECTRIQUES. — PHÉNOMÈNES D'INFLUENCE.

Sources constantes d'électricité. — Définition expérimentale du potentiel à l'intérieur d'un conducteur. — Capacités électriques. — Partage des charges électriques entre des conducteurs en communication lointaine. — Mesure des capacités et des potentiels. — Analogie du potentiel et de la température, des capacités électriques et calorifiques.

Influence électrique. — Expérience d'Œpinus. — Influence d'un point sur une sphère. — Images électriques. — Influence de deux sphères. — Cas général de l'influence. — Coefficients d'induction. — Influence sur un corps présentant des cavités intérieures. — Écrans électriques. — Applications diverses. — Influence sur un corps armé de pointes. — Pouvoir des pointes et des flammes. — Tourniquet électrique. — Mesure du potentiel en un point de l'air.

Explication de l'attraction des corps légers.

CAPACITÉS ÉLECTRIQUES.

SOURCES CONSTANTES D'ÉLECTRICITÉ. — Nous savons que l'électricité peut être développée à la suite d'actions mécaniques, telles que le frottement; nous verrons plus tard qu'elle peut aussi apparaître sous l'influence de la chaleur, ou encore des actions chimiques qui se produisent dans les bœaux de piles. Les deux électricités prennent toujours naissance en quantités égales, et, si la cause de production d'électricité est permanente, comme dans une machine électrique en mouvement ou dans une pile, l'électricité se reproduit à mesure qu'on lui fournit un écoulement, de manière à ramener la source à un état d'électrisation constant.

On pourrait le démontrer en touchant un point déterminé du conducteur d'une machine électrique, à l'état de mouve-

ment uniforme, avec une petite sphère d'épreuve. On reconnaît, à l'aide de la balance de Coulomb, que, pour un état atmosphérique invariable, la petite sphère reçoit toujours la même charge, quelles que soient les pertes d'électricité que la machine ait subies dans l'intervalle des mesures, par exemple en chargeant des batteries, donnant des étincelles, etc. La même constatation est plus facile et plus précise pour les piles électriques isolées, en employant à cet effet les électromètres très-déliés que nous décrirons par la suite.

Au lieu de toucher directement un point d'une source électrique avec la sphère d'épreuve, il est préférable de mettre celle-ci en communication lointaine avec la source par un fil assez délié, pour n'avoir par lui-même qu'un effet négligeable sur la distribution électrique en équilibre sur la sphère. Dans ces conditions, on observe que la charge reçue est la même en quelque point de la source que soit attachée la seconde extrémité du fil, ce qui n'avait pas lieu dans le cas du contact direct de la sphère d'épreuve. La charge qu'elle reçoit dans ces conditions nouvelles est donc une constante caractéristique de l'état de la source.

Puisque la sphère et la source, réunies par le fil, ne forment qu'un conducteur unique, à l'intérieur duquel le potentiel doit être constant, on voit que le potentiel de la source est égal à celui de la sphère, et qu'il suffit de déterminer celui-ci pour connaître celui-là. On voit aussi que toute source électrique est caractérisée par une valeur particulière du potentiel qu'elle possède et qu'elle peut communiquer : les machines électriques communes sont des sources à potentiel très-élevé ; les piles, des sources à faible potentiel.

DÉFINITION EXPÉRIMENTALE DU POTENTIEL A L'INTÉRIEUR D'UN CONDUCTEUR. — Le potentiel d'une sphère conductrice de rayon R portant une charge M est

$$(1) \quad V = \frac{M}{R}.$$

Pour $R = 1$, le potentiel est numériquement égal à la charge.

Ainsi le potentiel d'une source électrique constante est la

charge qu'elle communique à une sphère de rayon 1 que l'on met en communication lointaine avec la source par un fil de masse négligeable.

Quand on a chargé, à l'aide d'une même source, plusieurs corps assez éloignés les uns des autres pour ne pas exercer entre eux d'influence appréciable, ils sont tous au potentiel V de la source, et, si on les met en communication lointaine, ils conservent leur potentiel. De là cette définition expérimentale du potentiel d'un conducteur : *c'est la charge qu'il faut donner à une sphère de rayon 1 pour que, mise en communication lointaine avec le corps, elle ne lui fournisse pas d'électricité et n'en reçoive pas de lui.*

CAPACITÉ ÉLECTRIQUE ⁽¹⁾. — Quand une distribution d'électricité est en équilibre sur un conducteur, la densité électrique ρ possède en chaque point de sa surface une valeur déterminée, et la charge totale M a pour valeur $\int \rho d\sigma$, la sommation étant étendue à tous les éléments de surface du conducteur. Le potentiel V à l'intérieur du corps est constant et égal à $\int \frac{\rho d\sigma}{r}$; r est la distance de l'élément $d\sigma$ au point intérieur que l'on considère.

Si l'on suppose maintenant que l'on communique au même conducteur une charge pM , elle sera en équilibre, si on la suppose distribuée de telle sorte que la densité en chaque point de la surface soit $p\rho$; car le potentiel deviendra alors pV et sera constant dans tout l'intérieur du corps, ce qui est justement la condition de l'équilibre électrique. Nous admettrons que cet équilibre n'est possible que d'une seule manière ⁽²⁾.

⁽¹⁾ La notion expérimentale de capacité électrique est due à Volta (*Journal de Physique de l'abbé Rozier*, avril 1779).

⁽²⁾ Quand deux distributions électriques sont en équilibre sur un conducteur, chacune séparément, leur ensemble est évidemment en équilibre; observons de plus que, si une distribution d'électricité positive est en équilibre, de telle sorte que la densité en un point quelconque du conducteur soit ρ , une distribution d'électricité négative, ayant en chaque point la densité $-\rho$, sera aussi en équilibre d'elle-même.

Cela posé, supposons que la même charge M puisse affecter sur un corps deux

Ainsi, quand la charge augmente dans un certain rapport, le potentiel croît dans le même rapport, c'est-à-dire que ces deux quantités sont proportionnelles; on a

$$(2) \quad M = CV,$$

et C désigne une constante, dépendant seulement de la forme et des dimensions du conducteur que l'on considère. Le coefficient C se nomme *capacité électrique* du corps : *c'est la charge que prend le corps quand on le porte au potentiel 1.*

Nous savons que, pour une sphère de rayon R , on a

$$V = \frac{M}{R}, \quad M = RV.$$

La capacité d'une sphère est donc égale à son rayon.

Pour un corps quelconque,

$$C = \frac{M}{V} = \frac{\int \rho d\sigma}{\int \frac{\rho d\sigma}{r}},$$

et la capacité est une fonction des dimensions linéaires r du conducteur, de degré $+1$. La capacité électrique doit donc être considérée comme représentant une longueur.

PARTAGE DES CHARGES ÉLECTRIQUES ENTRE DES CONDUCTEURS TRÈS-ÉLOIGNÉS. — Soient V, V', \dots les potentiels, C, C', \dots les capacités électriques de corps trop éloignés les uns des autres pour exercer entre eux une influence sensible. Leurs charges sont $CV, C'V', \dots$

Si l'on établit entre eux des communications lointaines, par

distributions correspondant à des densités ρ et ρ' différentes; l'ensemble de la distribution ρ de quantité $+M$ et de la distribution $-\rho'$, de quantité $-M$, constituerait un état d'équilibre possible, caractérisé par une masse totale nulle et une densité variable $\rho - \rho'$.

Nous admettons que $\rho = \rho'$, c'est-à-dire qu'un corps conducteur qui n'est soumis à l'influence d'aucun autre et qui possède des charges égales d'électricités contraires est nécessairement à l'état neutre en tous ses points. L'expérience confirme qu'il en est toujours ainsi, et l'on peut fournir de ce théorème une démonstration rigoureuse, déduite de la formule de Green (voir le *Traité d'électricité* de M. Mascart, t. I, p. 236).

des fils de masse négligeable, ils prendront tous un même potentiel U , et, comme la charge totale demeure invariable ainsi que la capacité de chacun des corps, on a

$$(3) \quad \begin{cases} (C + C' + \dots)U = CV + C'V' + \dots, \\ U = \frac{CV + C'V' + \dots}{C + C' + \dots}. \end{cases}$$

MESURES DES CAPACITÉS ET DES POTENTIELS. — Il résulte de la méthode générale pour la mesure des capacités, des potentiels et des charges électriques.

Considérons seulement deux corps : une petite sphère à l'état neutre et le corps que l'on veut étudier. La capacité de la sphère est r , sa charge et son potentiel initiaux sont nuls; on a donc simplement

$$(4) \quad (C + r)U = CV;$$

on mesurera sans peine le potentiel final U de la petite sphère, par exemple en déterminant sa charge rU au moyen de la balance de Coulomb. L'équation (4) ne renferme plus que deux quantités inconnues C et V .

1° Si le corps est de petites dimensions, on pourra mesurer sa charge initiale dans la balance de Coulomb. Quand on connaît la charge initiale $M = CV$, l'équation (4) permet de déterminer la capacité C , et par suite le potentiel initial V ; de même, si l'on connaît C ou V , on pourra déterminer M .

2° Si le corps est de très-grandes dimensions, sa capacité est très-grande par rapport à la capacité r de la sphère, et, par suite, U est très-voisin de V ; à la limite, c'est-à-dire pour $C = \infty$, on a $U = V$: on peut prendre le potentiel final de la sphère pour mesure du potentiel initial du conducteur. Un corps de capacité infinie possède donc la propriété des sources électriques constantes.

3° Si l'on ne connaît pas la charge initiale M du corps et si ses dimensions ne sont pas très-grandes, on pourra, après l'avoir mis en relation une première fois avec la sphère d'épreuve, décharger celle-ci (en la mettant en communication

avec le sol), rétablir la communication avec le corps et déterminer son potentiel U_1 ; on aura

$$(5) \quad (C + r)U_1 = CU.$$

L'équation (5), dans laquelle U et U_1 sont connus, détermine la capacité C ; l'équation (4) détermine alors le potentiel initial V et, par suite, la charge initiale M .

Au lieu de mettre directement le corps en relation avec la sphère d'épreuve, ce qui ne donnerait de résultats exacts que pour des corps de faibles dimensions, on peut employer une sphère R de grand rayon, dont on détermine à chaque fois le potentiel au moyen de la sphère d'épreuve, etc.

ANALOGIE DU POTENTIEL AVEC LA TEMPÉRATURE ET DE LA CAPACITÉ ÉLECTRIQUE AVEC LA CAPACITÉ CALORIFIQUE. — Si l'on considère, dans l'équation (3), les lettres V et C comme représentant les premières des températures, les dernières des capacités calorifiques, on reconnaît que cette équation détermine la température finale U d'un système de corps de capacités calorifiques C, C', \dots et de températures initiales V, V', \dots . On peut, en effet, écrire l'équation (3)

$$\Sigma C(V - U) = 0;$$

elle exprime alors que la somme des quantités de chaleur reçues par les corps dont la température initiale V est inférieure à U est égale à la somme des quantités de chaleur perdues par les autres, de sorte qu'il n'y a de chaleur ni reçue, ni perdue par le système.

Toutefois, cette analogie remarquable ne subsiste que sous un certain point de vue. Nous savons, en effet : 1° que les capacités calorifiques ne sont pas rigoureusement indépendantes de la température, tandis que les capacités électriques, par leur définition même, sont indépendantes du potentiel; 2° que la capacité calorifique d'un corps est proportionnelle à son volume, c'est-à-dire pour des solides semblables, au cube des dimensions homologues; la capacité électrique varie proportionnellement à la première puissance de ces dimensions;

de plus elle est la même pour des conducteurs de même surface extérieure, qu'ils soient pleins ou creux; 3° que la capacité calorifique est proportionnelle à un coefficient spécifique, variable avec la *matière*, non avec la *forme* du corps, tandis que la capacité électrique d'un conducteur est indépendante de sa *matière* et proportionnelle à un coefficient spécifique, caractéristique de sa *forme* extérieure; 4° enfin la capacité calorifique d'un corps ne dépend pas de la position qu'il occupe par rapport à d'autres; au contraire, nous ne tarderons pas à reconnaître que la capacité électrique d'un conducteur est modifiée par le voisinage d'un autre conducteur, et c'est pourquoi, dans tout ce qui précède, nous avons supposé ces divers conducteurs assez éloignés les uns des autres pour que les termes fournis à la valeur du potentiel de l'un quelconque d'entre eux par l'électricité en équilibre à la surface de tous les autres fût négligeable.

Ces restrictions établies, on pourra, en toute sûreté, traiter par analogie les questions d'électricité, en appliquant les théorèmes analogues démontrés pour la chaleur. La sphère d'épreuve, établie en communication lointaine avec un corps, jouera le rôle d'un *thermomètre à potentiels*, et, quand elle sera choisie assez petite, elle donnera directement les potentiels, comme le thermomètre donne les températures et pour les mêmes motifs.

On voit de même que, quand deux corps sont au même potentiel (même température électrique), il ne peut passer d'électricité de l'un sur l'autre par voie de communication lointaine; que, s'ils sont à des potentiels différents, l'électricité passera du corps à haut potentiel sur le corps à faible potentiel, etc.

INFLUENCE ÉLECTRIQUE.

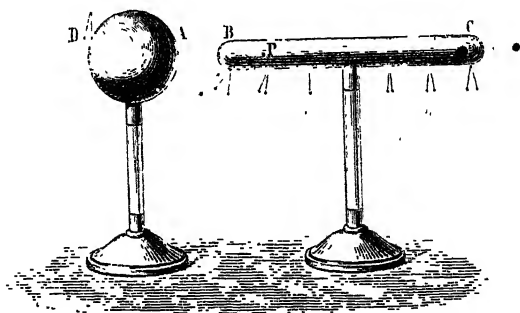
EXPÉRIENCE D'ŒPINUS. — Jusqu'ici nous n'avons considéré que des corps assez éloignés pour que leur action réciproque soit négligeable. Mais le problème de l'équilibre électrique sur un système de conducteurs voisins est, en général, beaucoup plus compliqué et donne lieu à des phénomènes étudiés depuis longtemps sous le nom de *phénomènes d'influence* ou d'*in-*

duction électrique ⁽¹⁾. Nous étudierons d'abord le cas très-simple de deux conducteurs, dont l'un est électrisé, tandis que l'autre est primitivement à l'état neutre.

Plaçons dans le voisinage d'un corps A, chargé positivement (*fig. 27*) et muni d'un pendule électrique, un conducteur BC isolé par un support en verre et portant une série de doubles pendules.

1. Aussitôt qu'on a approché BC de A, le pendule placé à la partie postérieure de A se rapproche de la surface, comme si le corps A avait perdu de son électricité; en même temps les doubles pendules placés aux extrémités de BC divergent. Le corps BC est donc électrisé, sans avoir été frotté.

Fig. 27.



Pour reconnaître la nature de l'électricité développée en B et C, on se sert d'un bâton de verre ou de résine électrisé par le frottement ou d'un pendule chargé dans un sens déterminé, et l'on constate que l'électricité est positive en C et négative en B. De plus, il y a sur le cylindre une section M qui est à l'état neutre, que l'on nomme *ligne moyenne*, et à partir de laquelle les charges croissent avec des signes inversés en s'approchant des extrémités, comme le montre la divergence des pendules de la *fig. 27*. La ligne moyenne est plus rapprochée de B que de C.

⁽¹⁾ C'est Canton (*Philos. Transact.*, 1753) qui a le premier signalé les phénomènes de l'électrisation par influence. Ils ont été étudiés par OEpinus (*OEpini tentamen*, etc., p. 129; 1758), auquel est due la disposition de l'expérience de Cours décrite dans tous les Ouvrages.

La théorie des deux fluides explique ce premier groupe de faits de la manière la plus simple. L'électricité de A exerce en un point quelconque P, intérieur au conducteur BC, une force attractive sur l'électricité négative, répulsive sur l'électricité positive; il'y a donc séparation de fluide neutre; l'électricité négative se porte dans la région B voisine de A, et une quantité équivalente d'électricité positive dans la région éloignée C. Ces électricités séparées exercent à leur tour, en P, une action de sens contraire à celle de A et qui finit par la contrebalancer exactement; alors la décomposition du fluide neutre cesse, l'électricité est en équilibre sur le conducteur BC.

En ce qui concerne la position de la ligne neutre, on remarquera que l'action de A est plus considérable en B qu'en C; il doit en être de même de la force antagoniste, laquelle, au voisinage immédiat de la surface électrisée, est proportionnelle à la densité électrique (*voir* p. 90). Cette densité est donc plus grande en B qu'en C; par suite, la ligne neutre est plus voisine de B que de C.

Il ne reste plus à expliquer que la chute du pendule D porté par le corps A. On y parvient sans peine en observant que les électricités séparées en B et C exercent en tout point Q, intérieur à A, une action qui a pour effet d'appeler de l'électricité positive en E, où la densité va croître, de l'électricité négative en D, où la densité diminuera par suite de la combinaison de cette électricité négative avec une quantité équivalente d'électricité positive. Le pendule D doit donc retomber partiellement.

2. Quand on met le corps A en communication avec le sol, tous les pendules de BC retombent. Ce corps est revenu à l'état neutre. Il y a, toutefois, une cause d'erreur dont il faut tenir compte : c'est la déperdition de l'électricité qui se produit plus activement sur l'électricité positive repoussée en C que sur l'électricité négative de B. On peut donc trouver sur BC une faible charge négative; mais ce n'est là qu'une perturbation ⁽¹⁾ dont on diminuera l'effet en opérant le plus vite possible.

(¹) Cette perturbation suffit pour masquer aux yeux des premiers expérimentateurs, et de Coulomb lui-même, la vraie nature de l'influence.

Voyons comment la théorie interprète le retour de BC à l'état neutre. L'action de A étant supprimée, l'équilibre est détruit en tout point P intérieur à BC. Les actions concordantes de B et de C séparent en P de l'électricité neutre; l'électricité positive se porte en B, la négative en C, jusqu'à ce que l'équilibre soit établi, ce qui ne peut avoir lieu que quand il n'y a plus d'électricité libre.

3. Si l'on fait communiquer BC avec le sol, tandis qu'il est sous l'influence de A, les pendules de C retombent, ceux de B divergent davantage, enfin le pendule D de A s'abaisse sensiblement. Ces phénomènes sont indépendants du point choisi sur BC pour établir la communication avec le sol. Quand on décharge ensuite A, BC demeure chargé négativement.

Dans ces dernières expériences, le corps influencé comprend, outre BC, le fil de communication et la terre elle-même; BC se trouve tout entier d'un même côté de la ligne neutre et ne conserve que de l'électricité négative, dont l'action compense à elle seule l'action de A; par suite, la densité électrique en B est plus forte que dans les expériences précédentes; réciproquement, l'influence de BC sur A se trouve augmentée, d'où l'abaissement constaté sur le pendule D.

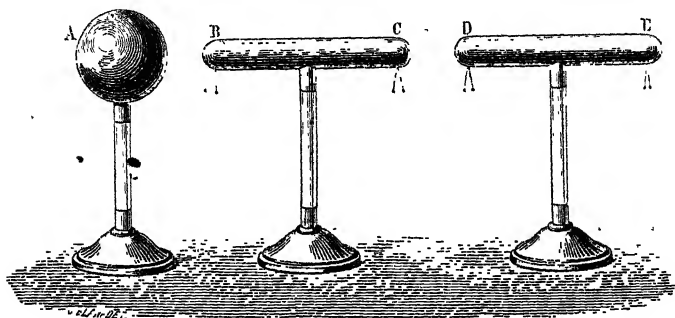
En résumé : 1° l'influence de A développe aux extrémités de BC les deux électricités contraires; l'influence de BC modifie, par réaction, la distribution de l'électricité sur A : la somme algébrique des charges de tous les points de BC demeure nulle comme avant l'influence, et la charge totale de A ne varie pas non plus; 2° l'influence cesse quand on décharge ou qu'on éloigne le corps A; 3° on peut charger un corps BC par influence, sans avoir recours au frottement; il suffit de toucher BC tandis qu'il est soumis à l'influence de A : il se trouve chargé en sens contraire de A.

L'influence permet d'obtenir, au moyen d'une quantité limitée d'électricité positive, une quantité indéfinie d'électricité négative. Après avoir chargé BC, on peut éloigner ce corps, le décharger, le ramener en présence de A, le charger de nouveau en le touchant, l'éloigner encore et répéter indéfiniment, et dans le même ordre, la même série d'opérations. L'expé-

rience n'est limitée que par l'effet de la déperdition éprouvée par A pendant la durée de l'expérience.

Les premiers physiciens qui ont étudié l'influence ont cherché à reconnaître si l'électricité ainsi développée jouit de toutes les propriétés de l'électricité de frottement, en particulier si elle est susceptible de provoquer elle-même l'influence. Ils ont employé deux ou plusieurs cylindres analogues à BC et isolés (*fig. 28*). On met d'abord en place le corps A et le

Fig. 28.



second cylindre DE. Celui-ci doit être à une distance suffisante pour que l'influence de A soit peu sensible. On interpose le cylindre BC et l'on voit aussitôt les pendules de D et de E diverger assez fortement par l'influence de BC. Un corps influencé est donc susceptible de produire lui-même l'influence sur un troisième corps à l'état neutre, et ainsi de suite.

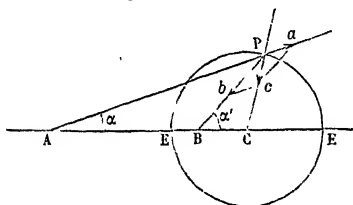
INFLUENCE D'UN POINT ÉLECTRISÉ SUR UNE SPHÈRE. — Il ne nous suffit pas d'avoir interprété d'une manière générale l'expérience d'Oëpinus : il faut nous rendre un compte exact des phénomènes, et c'est ce qui ne peut avoir lieu qu'en substituant des calculs précis aux raisonnements généraux, mais un peu vagues, auxquels nous avons dû avoir recours.

La disposition employée par Oëpinus est sans doute parfaitement appropriée aux nécessités d'une démonstration expérimentale, mais elle soulève des difficultés d'analyse que nous ne pouvons aborder. Nous étudierons par le calcul un cas

beaucoup plus facile, celui de l'influence exercée par un point électrisé A sur une sphère C isolée et primitivement à l'état neutre. On se rapprochera pratiquement de ces conditions théoriques en substituant au point électrisé A une très-petite sphère isolée analogue aux boules d'épreuve employées par Coulomb.

1. Considérons d'abord deux points électrisés A et B possédant respectivement des charges de signe contraire $+m$ et $-m'$, et supposons $m > m'$. La surface équipotentielle de potentiel zéro est déterminée par la condition

Fig. 29.



$$(1) \quad \frac{m}{r} = \frac{m'}{r'}.$$

Nous avons démontré (p. 104) que c'est une sphère (fig. 29) dont le centre C, situé sur la ligne AB, est à des distances de A et de B ayant pour valeurs respectives

$$(2) \quad \overline{AC} = \frac{m^2 \overline{AB}}{m^2 - m'^2}, \quad \overline{BC} = \frac{m'^2 \overline{AB}}{m^2 - m'^2},$$

et dont le rayon R est

$$(3) \quad R = \frac{mm' \overline{AB}}{m^2 - m'^2} = \sqrt{\overline{AC} \cdot \overline{BC}}.$$

Si l'on supprime le point B, et qu'on substitue à la surface équipotentielle de rayon R une sphère conductrice en communication avec le sol, celle-ci prendra (p. 105), sous l'influence du point A, une charge égale à $-m'$. Nous supposons données la charge m du point A, la distance $AC = d$ du point A au centre de la sphère et le rayon R de celle-ci. Nous nous proposons d'abord de déterminer la charge $-m'$ de la sphère.

Des équations (2) et (3) on tire

$$\frac{m'}{m} = \frac{R}{d},$$

ou

$$(4) \quad m' = m \frac{R}{d}.$$

La charge $-m'$ varie proportionnellement à la masse électrique qui produit l'influence et en raison inverse de sa distance au centre de la sphère. Nous avons déjà constaté d'une manière générale que la charge développée par l'influence est d'autant plus grande que le corps influençant est plus rapproché.

Cherchons maintenant comment la charge $-m'$ est distribuée. Puisque la surface conductrice de la sphère est une surface de niveau, la force résultante en un point quelconque P, très-voisin de cette surface, est dirigée normalement à celle-ci. Soit ρ la densité électrique au point P; l'unité d'électricité positive placée en P est soumise à une force dont la valeur comptée vers l'extérieur est $4\pi\rho$; on a donc

$$(5) \quad \overline{Pc} = -4\pi\rho.$$

Mais, d'une part, la distribution portée par la sphère produit à l'extérieur le même effet qu'une charge égale concentrée au point B (*voir* p. 105); elle exerce donc sur l'unité d'électricité une force attractive

$$(6) \quad \overline{Pb} = \frac{m'}{\overline{PB}^2}.$$

D'autre part, l'action du point A est répulsive et a pour valeur

$$(7) \quad \overline{Pa} = \frac{m}{\overline{PA}^2}.$$

Pc est la résultante de ces deux forces et, par suite, la droite bc est parallèle à AP et les deux angles APB, Pbc sont égaux. De plus, d'après l'équation (8), on a

$$(1) \quad \frac{m}{\overline{PA}} = \frac{m'}{\overline{PB}}$$

et enfin, d'après (6), (7) et (1),

$$\frac{\overline{Pa}}{\overline{Pb}} = \frac{\frac{m}{\overline{PA}}}{\frac{m'}{\overline{PB}}} \frac{\overline{PB}}{\overline{PA}} = \frac{\overline{PB}}{\overline{PA}}.$$

Les deux triangles APB, Pbc, ayant un angle égal compris entre deux côtés proportionnels, sont semblables, d'où

$$\frac{\overline{Pc}}{\overline{AB}} = \frac{\overline{Pa}}{\overline{PB}},$$

$$(8) \quad \overline{Pc} = \overline{AB} \frac{\overline{Pa}}{\overline{PB}} = (\overline{AC} - \overline{BC}) \frac{\overline{Pa}}{\overline{PB}}.$$

Il ne reste qu'à substituer, dans l'équation (8), les valeurs

$$\overline{Pc} = -4\pi\rho, \quad \overline{AC} = d, \quad \overline{BC} = \frac{R^2}{d}, \quad \overline{Pa} = \frac{m}{\overline{PA}}, \quad \overline{PB} = \frac{n}{m} \overline{PA},$$

tirées des équations (5), (3), (7) et (1); on obtient

$$(9) \quad \rho = -\frac{1}{4\pi} \frac{d^2 - R^2}{R} \frac{m}{\overline{PA}}.$$

La densité électrique au point P varie en raison inverse du cube de sa distance au point A.

2. Ainsi se trouve complètement traité le cas de l'influence exercée, sur une sphère en communication avec le sol, par un point électrisé extérieur. Pour passer au cas de l'influence d'un point sur une sphère isolée, on remarquera : 1° qu'une charge électrique quelconque est d'elle-même en équilibre sur une sphère quand sa densité est uniforme; que, de plus, l'influence subie par un conducteur isolé ne modifie pas la *quantité* de la charge qu'il possède, mais seulement la distribution qu'elle affecte; 2° que deux charges séparément en équilibre sur un conducteur sont encore en équilibre quand on les superpose l'une à l'autre.

Soient donc M la charge totale, — $m' = -\frac{mR}{d}$ celle qui se

rait maintenue sur la sphère par l'influence du point A, si la sphère était en communication avec le sol. La distribution réelle pourra être considérée comme la somme de la distribution $-m'$, dont la densité en chaque point est en raison inverse du cube de la distance au point A, et de la distribution $M + m'$, de densité uniforme.

Si l'on suppose notamment que la sphère est primitivement à l'état neutre, ce qui nous ramène au cas de l'expérience d'Œpinus, la densité électrique en un point quelconque aura pour valeur

$$\rho = \frac{m}{4\pi R} \left(\frac{1}{d} - \frac{d^2 - R^2}{PA^3} \right),$$

Au point E de la sphère le plus voisin de A, on a

$$PA = d - R \quad \text{et} \quad \rho_E = \frac{m}{4\pi} \frac{R - 3d}{d(d - R)^2},$$

R étant plus petit que d . Cette densité est négative. Au point E', diamétralement opposé, on a

$$\rho_{E'} = \frac{m}{4\pi} \frac{R + 3d}{d(d + R)^2};$$

la densité est positive. La ligne neutre est déterminée par la relation

$$\frac{1}{d} - \frac{d^2 - R^2}{PA^3} = 0,$$

$$PA = \sqrt[3]{d(d^2 - R^2)}.$$

Cette équation représente un cercle dont le plan est perpendiculaire à la ligne BA, et qui divise la sphère en deux zones inégales. La surface de la zone négative est la plus faible; c'est ce que nous avons constaté dans l'expérience d'Œpinus; elle tend vers zéro, quand le point influençant se rapproche indéfiniment, et vers la moitié de la surface de la sphère, quand le point s'éloigne à l'infini.

Quand la charge M de la sphère est positive, la densité ρ est

$$(10) \quad \rho = \frac{1}{4\pi R} \left(\frac{M}{R} + \frac{m}{d} - m \frac{d^2 - R^2}{AP^3} \right).$$

Si l'on suppose M et m donnés et d variable, pour une valeur très-grande de d la densité sera positive en tous les points de la sphère; cette densité s'annulera au point E pour une valeur de d déterminée par l'équation

$$\frac{M}{R} + \frac{m}{d} - m \frac{d+R}{(d-R)^2} = 0,$$

qui n'admet qu'une seule racine positive entre R et $+\infty$. Enfin, pour des valeurs moindres de d , la densité ρ sera négative, et il y aura une ligne neutre dont on obtiendra l'équation en égalant à zéro la quantité entre parenthèses dans l'équation (10).

Nous n'avons considéré jusqu'ici que l'influence exercée par un point extérieur. On peut suivre la même marche pour étudier l'influence exercée par un point intérieur à la sphère. Si l'on revient à la considération des deux points A et B possédant les charges $+m$ et $-m'$, et que l'on supprime le point A , l'effet produit sur les points intérieurs à la sphère C ne sera pas changé en remplaçant cette surface de niveau par une surface sphérique conductrice en relation avec le sol. Celle-ci prendra sur sa face interne une charge égale à $+m'$, et, comme le conducteur est tout entier au potentiel zéro, l'action exercée à l'extérieur, par l'ensemble du point B et de la distribution portée par la sphère, sera nulle. Cette distribution possède, en chaque point, une densité égale et contraire à celle qui serait produite par l'influence de la charge m placée en A ; par suite, sa densité ρ est donnée par l'équation (9); mais on peut en obtenir une expression, en fonction de la distance $BC = d'$, à l'aide des mêmes relations qui ont servi à établir l'équation (9); c'est

$$(11) \quad \rho = \frac{1}{4\pi} \frac{R^2 - d'^3}{R} \frac{n}{PB^3}.$$

IMAGES ÉLECTRIQUES. — On voit que l'influence de la charge positive m placée en A est la même que celle de la charge négative $-m' = -m \frac{R}{d}$ placée en B . Les points A et B sont dits

conjugués par rapport à la sphère. Sir W. Thomson ⁽¹⁾ appelle le point B l'*image électrique* du point A, et inversement.

La considération des images électriques permet de transformer un certain nombre de problèmes d'électricité; un corps électrisé quelconque extérieur à une sphère peut, en effet, être remplacé, au point de vue de l'influence, par un autre, intérieur à la sphère, et qui sera l'image du premier. Sir W. Thomson a fait les applications les plus élégantes de cette méthode; c'est ainsi qu'il est parvenu à résoudre, d'une manière relativement simple, la question de l'influence réciproque entre deux sphères, qui n'avait été traitée par Poisson ⁽²⁾ qu'à l'aide d'une analyse extrêmement laborieuse.

INFLUENCE RÉCIPROQUE DE DEUX SPHÈRES ÉLECTRISÉES. — Coulomb avait compris toute l'importance de l'étude expérimentale de l'influence entre corps électrisés et s'était précisément arrêté au cas des conducteurs sphériques; il se trouve ainsi que l'on peut comparer les résultats de ses expériences à ceux des calculs de Poisson et de Sir W. Thomson, et vérifier une fois de plus l'exactitude des principes qui servent de base à la théorie de l'électricité.

Coulomb plaçait les conducteurs sphériques à étudier sur un appareil représenté *fig. 30*, qui permet d'écarter, en le faisant glisser sur une rainure, le pied de l'isoloir qui supporte l'une des sphères; on mesurait les distances sur une règle graduée, et l'on constatait la nature de l'électricité répandue sur les sphères en touchant leurs différents points avec un plan d'épreuve que l'on présentait ensuite à un électroscope chargé.

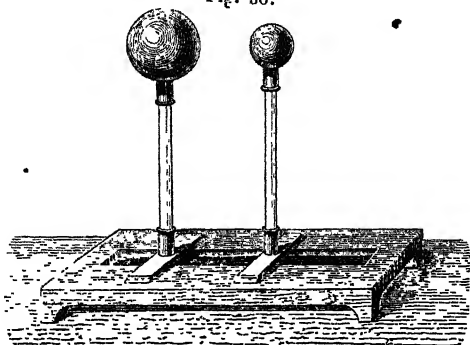
⁽¹⁾ W. THOMSON, *Reprint of papers on electricity and magnetism (Geometrical investigations with reference to the distribution of electricity on spherical conductors)*, p. 52 et suiv.; London, 1872.

⁽²⁾ POISSON, *Mémoires de l'Institut*, 1811, p. 1 et 163. L'équation de Poisson a été résolue par M. Cayley d'une manière simple (voir *Journal de Physique*, t. VII, p. 202; 1878).

Riemann, à son tour, a développé une méthode mixte, dans laquelle l'analyse de Poisson se trouve extrêmement simplifiée par la considération des images électriques (RIEMANN, *Schwere, Elektrizität und Magnetismus, bearbeitet von Hattendorff*, p. 189 et suiv.; Hannover, 1876).

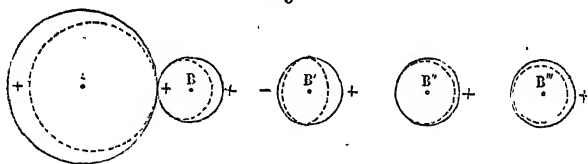
Le premier et le plus simple des cas examinés par Coulomb est celui où les deux sphères de dimensions inégales sont d'abord mises au contact et chargées en commun. On sait déjà

Fig. 30.



qu'à ce moment il n'y a pas de fluide libre aux points qui se touchent. On éloigne ensuite la petite sphère B, et alors, l'influence réciproque changeant d'intensité, on voit se produire en B' (fig. 31) (1) de l'électricité négative sur la partie qui regarde

Fig. 31.



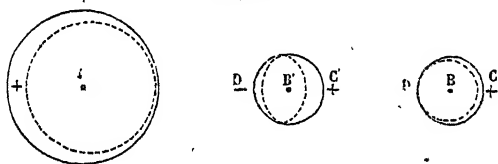
A et de la positive au point opposé. La distance continuant à augmenter, la petite sphère arrive à une position déterminée B'' où elle n'a plus que de l'électricité positive et se retrouve à l'état naturel aux parties les plus voisines de A, comme au

(1) Cette figure, ainsi que les deux suivantes, offre un exemple de diagramme des épaisseurs électriques. Les lignes en traits pleins représentent la surface des conducteurs; celles en pointillé les surfaces limitant les couches imaginaires d'électricité de densité uniforme, positive ou négative dont ils sont revêtus.

moment où le contact avait lieu. Quand, enfin, elle est en B'' et au delà, elle est chargée positivement dans tous ses points, mais inégalement. Il faut donc admettre que l'influence a d'abord augmenté jusqu'à une distance AB' , puis qu'elle a diminué, et que, arrivée en B'' , la sphère B contient la même quantité de fluide libre, distribué à peu près de la même manière qu'au moment où elle touchait A. Coulomb a mesuré la distance de A à B'' , et il a vu qu'elle diminuait jusqu'à devenir nulle quand la sphère B augmentait jusqu'à devenir égale à A : les mesures qu'il a obtenues pourront servir d'épreuves à la théorie mathématique.

Dans le deuxième cas, qui est beaucoup plus général, les deux sphères ont reçu séparément, sans être mises au contact, des quantités quelconques de fluide de même nom; dès lors, l'une d'elles en possède moins qu'elle n'en prendrait si on les faisait toucher : supposons que ce soit B. Il y a toujours une position B (fig. 32) pour laquelle tout le fluide est concentré

Fig. 32.

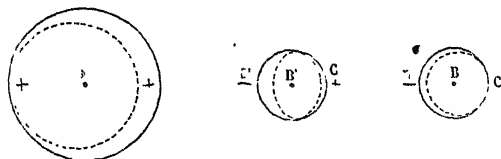


vers C et a abandonné la partie D qui est en regard de A. Quand la distance diminue jusqu'en B' , l'influence augmente en énergie, et il se fait une décomposition de fluide neutre qui amène de l'électricité négative en D' et ajoute du fluide positif en C' à celui que la sphère avait primitivement reçu. Alors il y a une ligne moyenne comme dans nos premières expériences : elle est entre B' et D' .

Il y a enfin à examiner le troisième cas où les deux sphères seraient chargées d'électricités contraires en quantité quelconque. Ici il y a toujours attraction entre les électricités qui tendent à s'accumuler sur les faces en regard, et il y a une position B (fig. 33) pour laquelle l'électricité a abandonné le point opposé C. En rapprochant la sphère B, une décomposi-

tion secondaire aura lieu et l'on trouvera de l'électricité positive en C' , négative en D' ; celle-ci sera plus abondante que

Fig. 33.



celle-là, et la ligne moyenne se placera généralement entre le centre et le point C' .

Coulomb s'est contenté de constater ces faits généraux, tous en parfait accord avec la théorie, sans tenter de mesures numériques.

CAS GÉNÉRAL DE L'INFLUENCE. — COEFFICIENTS D'INDUCTION. —

Quand n corps électrisés séparément dans le même sens ou en sens contraires sont mis en présence, la distribution de l'électricité sur chacun d'eux est modifiée par l'action des $n - 1$ autres. Le nouvel état d'équilibre est caractérisé par la condition que la résultante des actions électriques des n distributions soit nulle en tout point intérieur à l'un quelconque des conducteurs : le problème à résoudre consiste à déterminer la densité électrique en tout point de leur surface.

On ne possède pas de méthode pour résoudre le cas général de l'influence; mais on peut démontrer quelques théorèmes intéressants et d'une application fréquente. Nous nous bornons aux suivants.

THÉORÈME I. — *Quand on considère le système formé par n conducteurs, le potentiel de l'un quelconque d'entre eux est une fonction linéaire des charges de tous les corps du système.*

Soient ρ_1, ρ_2, \dots les densités sur chacun des n corps, M_1, M_2, \dots leurs charges totales, V_1, V_2, \dots leurs potentiels, r_1, r_2, \dots les distances d'un point quelconque de la surface de l'un des corps à un point intérieur au corps 1. $M_1, M_2, \dots, V_1, V_2, \dots$ sont des constantes données, ρ_1, ρ_2, \dots des va-

riables dont un calcul convenable fixerait la valeur. Le potentiel V_1 a pour expression

$$V_1 = \int \frac{\rho_1 d\sigma_1}{r_1} + \int \frac{\rho_2 d\sigma_2}{r_2} + \dots = A_1 + A_2 + \dots$$

Si l'on suppose que les charges deviennent respectivement $p_1 M_1, p_2 M_2, \dots$, sans que les distributions soient modifiées, l'équilibre persistera et les n termes dont se compose le potentiel V_1 deviendront respectivement $p_1 A_1, p_2 A_2, \dots$, c'est-à-dire que chaque terme variera proportionnellement à la charge correspondante. V_1 est donc une fonction linéaire de la charge des n corps du système, et il en est de même de V_2, V_3, \dots :

$$(1) \quad \begin{cases} V_1 = K_{11} M_1 + K_{12} M_2 + \dots, \\ V_2 = K_{21} M_1 + K_{22} M_2 + \dots, \\ \dots\dots\dots \end{cases}$$

Il est facile de préciser le sens des coefficients des équations (1). Si l'on y fait $M_1 = 1, M_2 = M_3 = \dots = 0$, elles se réduisent respectivement à

$$V_1 = K_{11}, \quad V_2 = K_{21}, \quad V_3 = K_{31}, \quad \dots$$

Les coefficients K_{11}, K_{21}, \dots représentent donc les potentiels que prennent les n corps quand le premier possède une charge égale à l'unité, tous les autres une charge nulle, c'est-à-dire quand les $n - 1$ derniers corps étaient à l'état neutre avant l'influence; en faisant $M_2 = 1, M_1 = M_3 = \dots = 0$, on définirait de même les coefficients K_{12}, K_{22}, \dots .

THÉOREME II. — *Le coefficient K_{pq} de la charge M_q dans l'expression du potentiel V_p est égal au coefficient K_{qp} de M_p dans l'expression de V_q .*

La détermination des n potentiels V_1, V_2 paraît, d'après les équations (1), dépendre de n^2 coefficients. Mais nous allons établir que l'on a en général

$$K_{pq} = K_{qp},$$

ce qui réduit le nombre des coefficients distincts à $\frac{n(n+1)}{2}$.

Nous emprunterons à M. Bertrand ⁽¹⁾ la démonstration de cet important théorème. Elle s'appuie sur le lemme suivant.

1. Considérons deux systèmes formés de corps conducteurs électrisés, et désignons par

m la charge d'un point quelconque du premier,

m' celle d'un point quelconque du second,

r la distance de ces deux points,

V le potentiel du premier système en m' ,

V' celui du second système en m .

On a, par définition, $V = \sum \frac{m}{r}$, $V' = \sum \frac{m'}{r}$. Proposons-nous de former la quantité $\sum \frac{mm'}{r}$. A cet effet, nous pouvons d'abord réunir tous les termes qui se rapportent à un point du premier système et mettre m en facteur : on obtient ainsi une somme partielle $m \sum \frac{m'}{r} = mV'$; il faut alors réunir en une somme unique les sommes partielles produites par chacun des points, et l'on a la somme générale $\sum mV'$. Mais, en formant cette somme, nous avons pris chaque élément, tel que $\frac{mm'}{r}$, deux fois, une fois avec m , une fois avec m' , en facteur. Il faut donc diviser par 2 le résultat obtenu,

$$(2) \quad \sum \frac{mm'}{r} = \frac{1}{2} \sum mV';$$

mais on peut aussi procéder dans un ordre inverse, réunissant d'abord tous les termes qui se rapportent à un point du second système, ce qui donne une somme partielle $m'V$, puis ajoutant les sommes elles-mêmes :

$$(3) \quad \sum \frac{mm'}{r} = \frac{1}{2} \sum m'V.$$

(¹) BERTRAND, *Journal de Physique*, t. III, p. 73; 1874.

De la comparaison de (2) et (3) il résulte

$$(4) \quad \Sigma m V' = \Sigma m' V,$$

et cette équation n'exprime qu'une identité.

Rien n'empêche que les deux systèmes considérés ne soient formés des mêmes conducteurs dans deux états d'électrisation différents. Nous supposons que dans le premier système les corps 1, 2, ... possèdent respectivement les charges M_1, M_2, \dots et les potentiels V_1, V_2, \dots , qui sont constants à l'intérieur de chacun des conducteurs; que dans le second les corps 1, 2, ... possèdent les charges M'_1, M'_2, \dots , et les potentiels V'_1, V'_2, \dots . En formant les sommes $\Sigma m V'$, on peut mettre en facteur le potentiel V' dans tous les termes qui se rapportent à un même conducteur, et l'on obtient une somme partielle $M V'$: M est la charge que possède dans le premier système le corps dont le potentiel est V' dans le second. Le nombre des sommes partielles est égal à celui des corps du système. On a donc

$$\Sigma m V' = M_1 V'_1 + M_2 V'_2 + \dots,$$

et de même

$$\Sigma m' V = M'_1 V_1 + M'_2 V_2 + \dots$$

Enfin l'équation (4) prend la forme particulière

$$(5) \quad M_1 V'_1 + M_2 V'_2 + \dots = M'_1 V_1 + M'_2 V_2 + \dots$$

L'équation (5) exprime une propriété purement analytique, puisque les deux systèmes considérés, formés des mêmes conducteurs à des états d'électrisation différents, ne peuvent coexister.

2. Nous sommes maintenant en mesure de démontrer le théorème énoncé ci-dessus. A cet effet, nous supposons que dans le premier système les charges de tous les corps soient nulles, à l'exception de M_p , et que dans le second les charges soient nulles, à l'exception de M'_q ; les potentiels des n corps dans le premier et dans le second système sont respective-

ment, d'après les équations (1),

$$(6) \quad \begin{cases} V_1 = K_{1p} M_p, & V'_1 = K_{1q} M'_q \\ V_2 = K_{2p} M_p, & V'_2 = K_{2q} M'_q, \\ \dots\dots\dots, & \dots\dots\dots \\ V_q = K_{qp} M_p, & V'_p = K_{pq} M'_q, \\ \dots\dots\dots, & \dots\dots\dots \end{cases}$$

Formons maintenant l'équation (5); toutes les charges étant nulles dans le premier système à l'exception de M_p , et dans le second à l'exception de M'_q , chacun des membres de l'équation (5) se réduit à un seul terme

$$M_p V'_p = M'_q V_q,$$

ou, en remplaçant V'_p et V_q par leurs valeurs,

$$(7) \quad \begin{aligned} K_{pq} M_p M'_q &= K_{qp} M'_q M_p, \\ K_{pq} &= K_{qp}. \end{aligned}$$

C'est la proposition que nous voulions démontrer.

THÉOREME III. — *Quand on considère un système de n conducteurs, la charge de l'un quelconque d'entre eux est une fonction linéaire des potentiels de tous les corps du système.*

Pour s'en convaincre, il suffit de résoudre les équations (1) par rapport aux charges; on voit alors que celles-ci sont des fonctions linéaires des potentiels

$$(8) \quad \begin{cases} M_1 = C_{11} V_1 + C_{12} V_2 + \dots, \\ M_2 = C_{21} V_1 + C_{22} V_2 + \dots, \\ \dots\dots\dots \end{cases}$$

THÉOREME IV. — *Le coefficient C_{pq} du potentiel V_q dans l'expression de M_p est égal au coefficient C_{qp} de V_p dans l'expression de M_q .*

Pour démontrer cette proposition, on emploiera la méthode qui nous a servi pour les coefficients K , en faisant dans le premier système tous les potentiels nuls, à l'exception de V_p , et dans le second tous les potentiels nuls, à l'exception de V'_q .

Le coefficient C_{pq} représente la charge que prend le corps p

quand les potentiels de tous les corps du système sont nuls, à l'exception de celui du corps q , qui est supposé égal à 1; de même C_{qp} est la charge du corps q quand les potentiels de tous les corps sont nuls, à l'exception de celui du corps p , qui est égal à 1. Rappelons que, pour amener un corps au potentiel zéro, il suffit de le mettre en communication avec le sol.

Les coefficients C s'appellent *coefficients d'induction*. Chacun d'eux joue un rôle analogue à la capacité électrique d'un conducteur unique.

INFLUENCE SUR UN CORPS PRÉSENTANT DES CAVITÉS INTÉRIEURES.—

ÉCRANS ÉLECTRIQUES. — 1. Soit un conducteur fermé en relation avec le sol et présentant à son intérieur une ou plusieurs cavités. La surface interne de l'une quelconque d'entre elles est au potentiel zéro comme le conducteur lui-même, et la force électrique qui s'exerce en tout point de la masse conductrice est nulle. Il en résulte que, s'il y a des masses électriques dans l'une des cavités, leur action en un point du conducteur est exactement contre-balancée par la distribution électrique appelée par influence sur la surface de la cavité.

Il est aisé de voir que cette distribution a une quantité M_1 égale et un signe contraire à la somme algébrique M des masses contenues dans la cavité.

Considérons, en effet, une surface fermée enveloppant la cavité et tout entière contenue dans le corps conducteur. En

tous les points de cette surface la force électrique $-\frac{dV}{dn}$ est

nulle. Or on peut remplacer toutes les masses électriques contenues dans la cavité par une distribution de quantité égale et dont la densité en chaque point est, d'après le théorème de

Green, $-\frac{1}{4\pi} \frac{dV}{dn}$, c'est-à-dire nulle, puisque $\frac{dV}{dn}$ est nul. Donc

la somme $M + M_1$ des masses intérieures à la cavité et de la distribution à la surface de la cavité est nulle,

$$M_1 = -M.$$

2. Passons maintenant au cas d'un conducteur isolé. Un raisonnement analogue au précédent établit que la paroi interne

de chaque cavité doit porter la distribution $-M$, égale et contraire à la somme des masses électriques intérieures. On sait d'ailleurs que l'influence ne modifie pas la charge d'un conducteur isolé : si celui que nous considérons possédait primitivement une charge N en équilibre sur sa surface externe, il doit conserver une charge totale N , et, comme l'ensemble des surfaces des cavités porte la charge $\Sigma(-M)$, la charge en équilibre sur la surface externe est

$$N + \Sigma M.$$

Si l'influence exercée sur le conducteur, isolé ou non, est produite par des masses électriques extérieures, l'électricité se distribue sur sa surface externe, de telle sorte que la force exercée en tout point intérieur soit nulle : elle est donc nulle aussi à l'intérieur des cavités que le corps peut présenter. Cette propriété a été vérifiée directement par Faraday. Il s'enferma à l'intérieur d'une grande cage métallique isolée, en communication avec le conducteur d'une machine électrique en activité, et put y réaliser les expériences d'électricité les plus délicates avec la même facilité que dans son laboratoire ordinaire.

On utilise souvent la propriété que nous venons d'étudier pour protéger contre l'influence des corps électrisés extérieurs les appareils délicats, tels qu'électromètres, etc. Il suffit de les entourer d'une feuille d'étain, qu'on jette dessus n'importe comment, pourvu qu'elle les environne de toutes parts. Cette enveloppe métallique s'appelle un *écran électrique*.

APPLICATIONS DIVERSES. — Soit un conducteur creux A , presque fermé, comme, par exemple, la sphère de Biot. Un tel conducteur ne jouit pas rigoureusement, mais il jouit physiquement des propriétés d'un conducteur présentant une cavité intérieure : l'électricité qu'on lui communique se porte, à très-peu près entièrement, sur sa surface extérieure ; et, s'il y a des masses électriques dans son intérieur, elles appellent sur la surface qui les enveloppe une quantité égale d'électricité contraire, qui neutralise leur effet au dehors.

Supposons que la capacité électrique du corps A soit connue et qu'on ait le moyen de mesurer son potentiel et, par suite, sa

charge *libre*. On pourra déterminer la charge que possède un corps P quelconque, conducteur ou non, susceptible d'être introduit dans son intérieur. Nous supposerons A isolé et à l'état neutre. Le corps P appellera par influence sur la cavité intérieure de A une charge égale et de signe contraire à la sienne, tandis qu'une quantité égale et de même signe se distribuera à la surface externe et produira un potentiel qu'on pourra mesurer.

Quand le corps P est conducteur, on peut aussi l'amener en contact avec la surface interne de A; la charge qui s'y trouve appelée par influence neutralise la charge de P, et il ne reste sur A que la charge, égale à celle de P, qui était distribuée librement à la surface extérieure. Dans le langage ordinaire on résume ce phénomène complexe en disant que l'électricité de P s'est portée à la surface extérieure de A.

On peut profiter de la même propriété pour ajouter algébriquement les charges électriques de corps quelconques. On les plonge simultanément dans l'intérieur de A, et alors une quantité d'électricité égale à la somme algébrique de leurs charges apparaît à la surface extérieure de ce corps; en particulier, si cette somme est nulle, la surface de A demeurera à l'état neutre. Ce dernier cas se présentera, par exemple, avec deux corps isolés que l'on a frottés l'un contre l'autre pour les électriser ⁽¹⁾.

On peut donner au corps A la forme d'un cylindre très-allongé, ouvert aux deux bouts. Physiquement, ce cylindre peut être considéré comme un conducteur fermé, dès que sa longueur dépasse quatre à cinq fois son diamètre. Nous utiliserons ultérieurement cette curieuse propriété.

INFLUENCE SUR UN CONDUCTEUR ARMÉ DE POINTES. POUVOIR DES POINTES ET DES FLAMMES. — Nous avons vu que, quand un conducteur électrisé présente une pointe, la densité électrique à l'extrémité de celle-ci est théoriquement infinie, quelle que

(¹) C'est même la manière la plus exacte de montrer que les deux électricités contraires se produisent en quantités équivalentes; il n'est pas nécessaire de faire de mesure, il suffit de constater, à l'aide d'un électroscope sensible, que la surface extérieure de A est et demeure à l'état neutre.

soit la charge. Pratiquement, la déperdition à l'extrémité d'une pointe est extrêmement rapide, et, par suite, la totalité de la charge du corps se perd presque subitement dans l'air environnant.

Quand un conducteur B armé d'une pointe est soumis à l'influence d'un corps A électrisé, par exemple positivement, l'électricité négative appelée par influence à la pointe s'écoule sur le conducteur A, et une quantité équivalente d'électricité positive se distribue sur la partie opposée de B. Il n'y a donc pas d'électricité négative libre sur le système des conducteurs, et les charges positives de A et de B ont une somme égale à la charge primitive de A.

Si le conducteur B est en communication avec le sol et la pointe très-rapprochée de la surface de A, la pointe laissera écouler une quantité d'électricité négative équivalente à la charge positive de A, et ce corps se trouvera déchargé comme s'il avait été mis en communication directe avec le sol, ou s'il était lui-même armé d'une pointe.

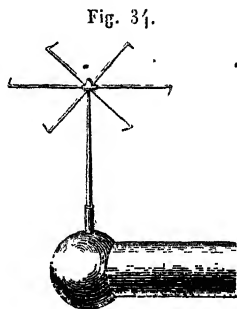
Toute disposition qui active la déperdition d'une manière suffisamment énergique produit le même effet qu'une pointe. Ainsi, un conducteur isolé, muni d'une mèche que l'on enflamme, se décharge presque subitement : mise en communication métallique avec le sol, cette mèche déchargera, comme le ferait une pointe, tout conducteur électrisé que la flamme viendra lécher.

Il est intéressant de connaître le mécanisme de la déperdition dont les pointes sont le siège ; on y parvient par des expériences aussi simples que curieuses. Une pointe étant placée sur le conducteur d'une machine électrique en activité, il suffit d'en approcher la main pour éprouver la sensation d'un souffle partant de la pointe. Une bougie dont on présente la flamme à la pointe est rapidement éteinte, et la fumée qu'elle produit encore pendant quelques instants est vivement repoussée. L'air électrisé au contact de la pointe s'écoule donc rapidement ; il est aussitôt remplacé par d'autre, et il s'établit une circulation rapide qui dure aussi longtemps que l'on fournit de l'électricité au conducteur.

Les flammes sont le siège d'une circulation gazeuse très-

active; l'analogie de leur effet avec celui des pointes se trouve ainsi tout naturellement expliquée. On conçoit encore que l'qn puisse remplacer l'écoulement de l'air par celui de l'eau, par exemple. Nous en verrons plus tard des applications.

TOURNIQUET ÉLECTRIQUE. — Puisqu'une pointe électrisée repousse les couches d'air avoisinantes, elle doit subir de leur part une réaction égale. On vérifie cette conséquence à l'aide du tourniquet électrique. Cet appareil (*fig. 34*) se compose d'une chape centrale sur laquelle sont fixés des rayons divergents en fil de laiton; tous sont recourbés dans le même sens à leur extrémité et terminés en pointe aiguë; la chape se place en équilibre sur un pivot communiquant à une machine électrique, et, quand on charge celle-ci, les reculs de toutes les pointes concourent pour faire tourner le moulinet.



Cet appareil marche indéfiniment dans l'air libre; mais, s'il est placé sous une cloche, il ne tourne que pendant un certain temps, après lequel il s'arrête, quoique la machine continue de fonctionner: c'est qu'à ce moment les parois de la cloche sont électrisées et que le potentiel de l'électricité répandue sur la cloche, évalué aux pointes du tourniquet, est égal au potentiel du conducteur de la machine. L'équilibre est donc établi dans la cloche; la densité électrique aux pointes du tourniquet est nulle, et celles-ci, n'étant plus le siège d'aucune déperdition, ne peuvent plus tourner. Mais, si l'on vient à approcher la main des parois de la cloche, l'électricité de nom contraire appelée sur la main par influence diminue le potentiel à l'intérieur de l'appareil; le potentiel de la machine est de nouveau le plus fort, de nouvelle électricité s'écoule par les pointes et le tourniquet se remet en mouvement.

Aimé a constaté que l'aiguille recourbée ne tourne ni dans l'eau, qui n'est pas conductrice, ni dans le vide, qui ne peut livrer passage à l'électricité, comme nous le verrons par la

suite. Mais l'aiguille tourne dans l'huile ou dans l'essence de térébenthine, pourvu qu'on tienne près de la surface libre une pointe conductrice en communication avec le sol.

Au lieu de poser le tourniquet sur la machine électrique, il revient au même de le mettre en communication avec le sol et de le disposer au voisinage du conducteur de la machine. L'expérience ainsi réalisée est connue sous le nom de *tourniquet par influence*.

MESURE DU POTENTIEL EN UN POINT DE L'AIR. — La propriété des pointes fournit un procédé pour mesurer le potentiel en un point P de l'air. Nous supposons que l'on établit en P une pointe conductrice en relation avec la boule fixe a de la balance de Coulomb, supposée à l'état neutre, tandis que la boule mobile b a reçu une charge déterminée. L'influence exercée sur la pointe fait écouler de l'électricité qui se dissipe dans l'air jusqu'à ce que la force exercée sur la pointe soit nulle, c'est-à-dire jusqu'à ce que celle-ci soit au potentiel de P ⁽¹⁾. Ce potentiel étant alors celui de la boule a , la répulsion mesurée dans la balance permet d'en déterminer la valeur.

Théoriquement, le même procédé peut servir à trouver la forme des surfaces équipotentiellles au voisinage d'un corps électrisé. En effet, si l'on déplace la pointe sur une surface équipotentielle, le potentiel de la boule a de la balance, et par suite la répulsion qu'elle exerce sur la boule b à distance constante de 30° , par exemple, demeure invariable. Cette expérience pourrait même servir à donner une définition expérimentale des surfaces équipotentiellles et du potentiel en un point de l'air. *Ce potentiel est la charge que devrait posséder une sphère conductrice de rayon 1 placée à une grande distance et communiquant par un fil de masse négligeable à une pointe située en P , pour que la pointe ne laissât écouler ni électricité positive, ni électricité négative.*

(1) Bien entendu, la capacité de la boule de la balance est supposée assez faible pour que la quantité d'électricité versée par la pointe et entraînée au loin par les courants d'air ne puisse modifier d'une manière sensible la valeur du potentiel primitif en P .

ÉLECTRISATION PAR INFLUENCE PRÉCÉDANT LE MOUVEMENT DES CORPS LÉGERS. — Le premier phénomène électrique que nous avons étudié est l'attraction des corps légers; nous l'avons accepté comme un fait et nous n'en avons fourni aucune explication. Nous devons maintenant revenir sur ce sujet pour montrer comment l'influence électrique s'exerce d'abord entre les corps en présence, et comment, une fois accomplie, elle détermine les attractions que nous avons constatées.

Le premier et le plus simple des cas que nous ayons à étudier est celui où le pendule est mauvais conducteur. Quand il est chargé d'une électricité quelconque, elle est adhérente à sa surface et fixée sur ses molécules sans pouvoir les quitter; vient-on à lui présenter un corps électrisé d'une manière semblable ou inverse, l'électricité du pendule sera repoussée ou attirée, et le pendule lui-même s'écartera ou se rapprochera du corps électrisé. Quand ce pendule, toujours mauvais conducteur, est à l'état naturel, il subit, comme nous le verrons, une influence d'espèce particulière, mais dont l'effet extérieur est analogue à celui de l'influence exercée sur un conducteur. Le pendule sera donc attiré pour des motifs analogues à ceux que nous allons développer pour ce dernier cas.

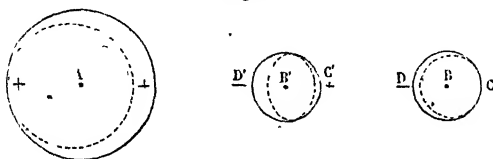
Mais, une fois le contact établi entre le pendule et le corps inducteur, il n'y a pas de répulsion immédiate, car la balle non conductrice possède et conserve pendant quelque temps une électricité contraire à celle de l'inducteur sur les points qui le touchent, et, si l'on fait l'expérience dans la balance de Coulomb, il faut tordre le fil de plusieurs degrés pour vaincre cette adhérence. A la longue, le pendule finit par se charger par communication de la même électricité que l'inducteur, et alors il est repoussé.

Quand le pendule est formé d'une substance conductrice isolée, il convient de distinguer trois cas : le premier, où il est chargé d'électricité contraire à celle de l'inducteur; le second, où il possède la même électricité; le troisième, où il est à l'état naturel.

Le corps fixe étant en A (*fig. 35*) et positif, le pendule étant en B et négatif, les fluides s'attireront et, se distribuant inégalement sur les deux corps, s'accumuleront sur les faces qui se

regardent. Cela se fera instantanément, et alors les couches électriques comprises entre l'air qui les retient et le corps dans lequel elles ne peuvent pénétrer tendront à se rapprocher et ne pourront le faire sans entraîner le pendule. Aussitôt le mouvement commencé, la distribution change; l'influence

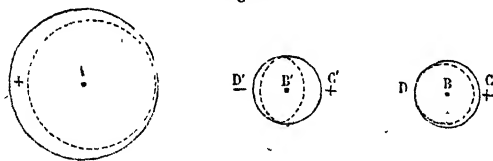
Fig. 35.



augmente, l'accumulation des fluides contraires s'accroît sur les parties les plus voisines, et l'attraction augmente, aussi bien par l'effet du rapprochement des corps que par celui de l'accumulation plus grande des fluides. Aussitôt que le contact a eu lieu, le pendule B a pris du fluide positif et il est repoussé, comme nous allons le voir.

Représentons toujours par A et B (fig. 36) le corps inducteur et le pendule, mais supposons-les cette fois chargés de la même

Fig. 36.



électricité : leurs charges se repousseront tout d'abord et s'accumuleront sur les surfaces les plus éloignées des deux conducteurs. Une fois qu'elles seront ainsi disposées et confinées sous les enveloppes d'air qu'elles ne peuvent franchir, leur répulsion entraînera le pendule que sa charge ne peut quitter. Mais là ne se bornent pas les effets que l'on peut avoir à observer. Supposons que l'on force le pendule à se rapprocher jusqu'en B'; on déterminera par une action d'influence plus énergique une décomposition secondaire du fluide neutre, et l'on aura en D' de l'électricité négative qui sera attirée et

en C' du fluide positif qui sera repoussé. Ce dernier est à la vérité plus abondant que le premier; mais, d'un autre côté, sa distance au corps inducteur est plus grande, et il y aura une position pour laquelle, attraction et répulsion devenant égales, le pendule sera en équilibre. A partir de là, si le rapprochement continue fort peu, la répulsion se change en attraction.

L'expérience confirme entièrement cette conséquence importante, car, si nous touchons un pendule conducteur isolé avec un bâton de verre électrisé, il est d'abord repoussé : en approchant lentement le bâton, nous voyons d'abord le pendule se relever de plus en plus, mais sa distance au bâton diminue et bientôt il se précipite sur le verre, après quoi la répulsion recommence plus vive qu'auparavant. On conçoit que, si cette inversion dans l'effet observé avait été décrite au commencement, elle aurait pu nous laisser des doutes sur les lois de répulsion que nous avons admises, tandis que maintenant elle les confirme.

Il nous reste à examiner le cas où le pendule serait à l'état naturel, mais il n'est pas plus obscur que les autres, car l'influence du corps inducteur, décomposant le fluide neutre, transporte aux deux faces du pendule les électricités séparées; toutes deux sont en égale quantité, mais la plus rapprochée, étant plus attirée que l'autre, entraînera le pendule vers le corps inducteur.

CHAPITRE VIII.

CONDENSATEURS A LAME D'AIR.

Historique. — Condensateur d'Œpinus. — Théorie élémentaire. — Force condensante.

Théorie générale : 1° Condensateur sphérique fermé; 2° Condensateurs fermés quelconques; 3° Décharge des condensateurs; Loi des charges résiduelles.

Étude expérimentale des condensateurs à lame d'air. — MM. Riess et Gauguin.

HISTORIQUE. — En 1745, Von Kleist ⁽¹⁾, évêque de Poméranie, ayant versé du mercure dans une bouteille de verre qu'il tenait d'une main, mit ce mercure en communication métallique avec le conducteur d'une machine électrique en activité et toucha par hasard le conducteur avec l'autre main. Il reçut une commotion violente, hors de comparaison avec celles que pouvait produire l'étincelle de sa machine. L'année suivante, la même expérience fut faite par Cuneus et par Musschenbroek ⁽²⁾ à Leyde, d'où les noms d'*expérience de Leyde*, de *bouteille de Leyde*, etc. L'expérience fut faite dans des conditions variées, et les effets des décharges obtenues confondirent de surprise tous ceux qui les observaient pour la première fois.

On ne tarda pas à reconnaître qu'on peut faire des bouteilles de Leyde de toutes les formes, et que les propriétés caractéristiques de cet appareil subsistent toujours, à la condition qu'il soit essentiellement composé de deux conducteurs voi-

⁽¹⁾ *Versuche und Abhandlungen der naturforschenden Gesellschaft Dantzig*, t. II, p. 408.

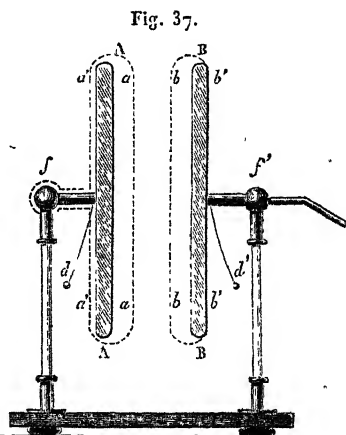
⁽²⁾ Annoncée en France par une lettre de Musschenbroek à Réaumur (*Mémoires de l'Académie*, 1746, p. 2).

sins, les deux *armatures*, que l'on sépare par une lame isolante. Pour charger la bouteille de Leyde, on met d'ordinaire l'une des armatures en communication avec la machine électrique, l'autre avec le sol; il suffit pour la décharger de réunir les deux armatures avec la main ou à l'aide d'un conducteur métallique.

Franklin fit d'importantes expériences pour établir le rôle du verre dans la bouteille de Leyde; Œpinus et Wilke ⁽¹⁾ essayèrent de le supprimer et réalisèrent ainsi le plus simple des condensateurs, le condensateur à lame d'air; toutefois ils ne purent en donner la théorie exacte, qui parût avoir été trouvée par Volta en 1782.

CONDENSATEUR D'ŒPINUS. — THÉORIE ÉLÉMENTAIRE. — FORCE CONDENSANTE. — Considérons deux plateaux métalliques A et B

(fig. 37), circulaires, de même diamètre, prolongés par deux conducteurs partant de leur centre et pouvant se mettre en communication, l'un avec le sol, l'autre avec la machine électrique. Supposons en outre que ces plateaux soient soutenus par des isoloirs, qu'on puisse les éloigner ou les rapprocher l'un de l'autre autant qu'on le voudra, et qu'enfin tous deux soient munis de pendules d et d' , qui nous permettront d'étudier l'état électrique de leurs faces postérieures.



L'expérimentateur éloigne d'abord le conducteur B, et met A en communication directe avec la machine jusqu'à ce que ce conducteur soit chargé à refus; la quantité d'électricité M qu'il reçoit est égale au produit du potentiel V de la machine par la capacité C du plateau; elle se distribuera sur sa surface et l'on peut admettre, sans erreur sensible, qu'il y en aura autant sur

la face antérieure aa que sur la face postérieure $a'a'$; cela étant, après avoir séparé A de la machine, approchons le conducteur B : alors tous les phénomènes connus de l'influence vont se manifester, et nous allons encore une fois les signaler. Une certaine quantité d'électricité neutre de B sera décomposée, l'électricité négative s'accumulera sur la face bb , la positive sur $b'b'$ et sur f' , et il y aura une ligne moyenne qui séparera les deux charges opposées; conséquemment le pendule d' s'élèvera : c'est, en effet, ce que l'expérience montre. D'un autre côté, la charge du plateau A cessera d'être uniformément distribuée sur ses deux faces, s'accumulera sur aa , et le pendule d devra s'abaisser : ce qui est encore conforme à l'expérience.

Cela étant, mettons la sphère f' en communication avec le sol; l'électricité positive disparaît et une nouvelle décomposition se fait, qui ramène une nouvelle quantité d'électricité négative sur bb . A ce moment le plateau B ne contient plus d'électricité positive libre, il a une charge maximum négative en bb , une charge insensible sur la face opposée $b'b'$, et qui devient entièrement nulle à partir d'un point déterminé du fil abducteur qui fait communiquer ce plateau avec le sol. Aussi le pendule d' , qui précédemment était soulevé parce qu'il était chargé positivement, retombe en contact avec la face $b'b'$.

Puisque l'électricité positive a disparu de B, et qu'elle y a été remplacée par une nouvelle charge négative qui s'est accumulée sur bb , la réaction exercée sur le plateau A a été considérablement accrue, une nouvelle quantité d'électricité positive s'est transportée sur aa et a abandonné la face $a'a'$ qui se trouve ainsi presque entièrement déchargée, ainsi que le bouton f , et le pendule d s'est abaissé presque jusqu'à être vertical.

Aucune de ces actions ne diffère de celles que nous avons précédemment étudiées en traitant de l'influence électrique; c'est la même expérience, ce sont les mêmes phénomènes, et il n'y a à invoquer, pour les expliquer, aucun autre principe que celui qui a été posé par Poisson. Ce principe suffirait pour calculer l'épaisseur de la couche électrique en chaque point

des conducteurs, si leur forme était géométriquement définie et si leur situation réciproque était connue.

Mais s'il n'y a là rien qui diffère du cas général de l'influence, il y a une conséquence importante que nous n'avons point encore développée et qui se présente ici d'elle-même. Le conducteur A avait primitivement été chargé jusqu'à refus par la machine électrique; mais après que l'on a approché et mis en rapport avec le sol le plateau B, la plus grande partie de la charge positive de A s'est transportée sur la face aa et a abandonné la face $a'a'$; le bouton f est donc presque complètement revenu à l'état naturel, et, si on le met de nouveau en communication avec la machine, il en pourra recevoir une nouvelle quantité d'électricité. La capacité du plateau A a donc augmenté par suite de l'approche du plateau B. Supposons qu'on donne à A une seconde charge, elle éprouvera le même sort que la première, elle déterminera une nouvelle décomposition sur B, elle amènera en bb une nouvelle quantité d'électricité négative et, par la réaction de celle-ci, elle viendra s'accumuler en partie sur la face aa . On pourra donc recommencer la même opération un nombre indéfini de fois; chaque charge successive se partagera en deux parties distinctes : l'une qui se portera en aa , l'autre qui restera sur le bouton f et sur la face $a'a'$, et, cette dernière partie s'ajoutant à chaque opération, le pendule d s'élèvera progressivement jusqu'à la hauteur où il arrive quand le plateau A est directement chargé par la machine sans subir l'action de B; à ce moment la limite est atteinte et le plateau A est revenu à son potentiel primitif qui est celui de la machine. Sa charge demeure proportionnelle à ce potentiel, mais elle a augmenté dans le rapport F de sa nouvelle capacité à sa capacité primitive. Le rapport F est désigné sous le nom impropre de *force condensante*.

Si, au lieu de charger l'appareil par des opérations successives, on maintient le bouton f en communication constante avec la source et f' en relation avec le sol, les charges électriques augmenteront continûment sur chaque point des deux appareils, et l'équilibre final sera le même que dans le cas précédent. La force condensante F aura conservé sa valeur.

On voit, en résumé, qu'à ce moment final la distribution des électricités sera établie comme le montrent les lignes ponctuées de la fig. 37. Sur le conducteur B il n'y aura qu'une quantité insensible ou nulle d'électricité négative en $b'b'$, il y en aura sur les contours, et l'épaisseur sera très-grande sur la face bb ; sur le conducteur A, on trouvera une couche électrique positive très-épaisse en aa , beaucoup moindre sur $a'a'$, et il n'y aura sensiblement sur f que la quantité d'électricité qui serait directement fournie par la source si cette condensation n'avait point lieu.

On voit tout de suite quel avantage on pourra tirer de ces appareils, puisqu'ils fournissent un moyen d'accroître dans un rapport considérable la capacité d'un conducteur de petites dimensions et d'accumuler ainsi sur des conducteurs voisins de très-grandes charges; c'est précisément pourquoi l'on nomme *condensateurs* les instruments fondés sur cette propriété.

THÉORIE GÉNÉRALE. — Il est évident que, si l'on connaît la forme d'un condensateur et le potentiel de la source qui le charge, on pourra théoriquement, et sans introduire de principes nouveaux, déterminer la densité électrique en un point quelconque des deux armatures ainsi que la force condensante. Toutefois, les physiciens du commencement du siècle avaient imaginé pour l'explication du condensateur une hypothèse particulière, celle des *électricités latentes* ou *dissimulées*, développée particulièrement par Biot⁽¹⁾ et dont on retrouve, même aujourd'hui, la trace dans plusieurs Ouvrages estimés. La théorie du potentiel électrique fournit tout aussi simplement des résultats plus rigoureux.

Nous allons, à titre d'exemple, réaliser le calcul complet des densités électriques et des charges dans un cas particulier très-simple, celui du condensateur sphérique. Nous indiquerons ensuite, d'une manière générale, les résultats de la théorie pour un condensateur quelconque.

1° *Condensateur sphérique fermé.* — Considérons deux

(1) Biot, *Traité de Physique mathématique et expérimentale*.

armatures sphériques A et B, très-minces, concentriques, de rayons R et R + e. Nous mettons l'armature interne A en communication lointaine avec une source au potentiel V, l'armature B avec une source au potentiel V'. D'après les principes généraux démontrés p. 141, on a, en désignant par M et M' les charges des deux armatures,

$$(1) \quad \begin{cases} V = K_{11}M + K_{12}M', \\ V' = K_{21}M + K_{22}M'; \end{cases}$$

K_{11} , K_{22} , K_{12} , K_{21} sont les coefficients d'induction dont il est facile, dans le cas actuel, de calculer la valeur.

Remarquons d'abord que, par raison de symétrie, les charges M et M' sont distribuées uniformément sur les armatures. Par suite, le potentiel de chacune de ces couches a dans l'intérieur de la sphère correspondante une valeur constante égale à celle qu'il possède au centre commun des sphères; à l'extérieur cette couche a un potentiel égal à celui que fournirait une charge égale placée au centre (*voir* p. 84). Il en résulte que le potentiel total V de l'armature interne, somme des potentiels partiels produits au centre de la sphère par les charges M et M' des deux armatures, a pour expression

$$(2) \quad V = \frac{M}{R} + \frac{M'}{R+e};$$

tandis que le potentiel V' de l'armature externe, somme des potentiels des charges M et M' en un point situé à une distance R + e du centre, est

$$(2 \text{ bis}) \quad V' = \frac{M}{R+e} + \frac{M'}{R+e}.$$

La comparaison des équations (1), (2) et (2 bis) donne

$$(3) \quad \begin{cases} K_{11} = \frac{1}{R}, \\ K_{22} = \frac{1}{R+e}, \\ K_{12} = K_{21} = \frac{1}{R+e}. \end{cases}$$

Résolues par rapport aux charges M et M' , les équations (2) et (2 bis) donnent

$$(4) \quad \begin{cases} M = \frac{R+e}{e} R(V-V'), \\ M' = \frac{R+e}{e} [(R+e)V' - RV]. \end{cases}$$

Nous ferons, relativement à ces équations, les remarques suivantes :

1° La charge M de l'armature interne ne dépend que de la différence $V - V'$ des potentiels communiqués aux deux armatures, et non de la valeur absolue de ces potentiels. Ainsi, quand on chargera un condensateur sphérique à l'aide d'une machine de Holtz ou de Nairne, il sera indifférent de mettre en communication chacun des pôles de la machine avec l'une des armatures du condensateur ou d'attacher seulement l'un des pôles à l'armature interne, en faisant communiquer au sol à la fois l'autre pôle et l'armature externe.

2° La charge M' de l'armature externe diffère de $-M$ d'une quantité $m' = (R+e)V'$, précisément égale à celle que cette armature recevrait de la source au potentiel V' si l'armature interne n'existait pas. La charge totale M' de l'armature peut donc être considérée comme formée : 1° d'une couche $-M$ répartie uniformément sur la surface interne de l'armature extérieure, où elle est maintenue par l'influence de M , d'après les principes de la page 145; 2° de la couche $m' = (R+e)V'$, répartie uniformément sur la surface extérieure de l'armature.

3° Quand les deux armatures sont au même potentiel ($V = V'$), l'armature interne ne reçoit aucune charge. Nous savons, en effet, qu'il ne peut y avoir d'électricité libre à l'intérieur d'une masse conductrice.

4° Le rapport de la charge de l'armature interne à la charge $R(V - V')$ qu'elle recevrait, d'après sa capacité, d'une source au potentiel $V - V'$ si l'armature externe n'existait pas, a pour valeur

$$(5) \quad F = \frac{R+e}{e}.$$

C'est l'expression de ce que nous avons appelé la *force condensante*. Quand on fait décroître e sans modifier R , la force condensante croît indéfiniment.

5° Lorsque e est suffisamment petit, pour qu'on puisse le négliger par rapport à R , les équations (4) deviennent

$$(6) \quad M = -M' = (V - V') \frac{R^2}{e} = \frac{(V - V')S}{4\pi e}.$$

S est la surface $4\pi R^2$ de l'une des armatures. Nous verrons que la formule (6) s'applique, avec le même degré d'approximation, à un condensateur fermé quelconque dont les deux armatures sont partout très-rapprochées et équidistantes.

2° *Condensateurs fermés quelconques.* — Considérons un condensateur fermé dont les deux armatures A et B , de forme quelconque, sont séparées par une lame d'air d'épaisseur e invariable et très-faible et portées aux potentiels V et V' . Les deux armatures constituent deux surfaces équipotentielles infiniment voisines, et, puisque leur distance normale est fixe et égale à e , la force électrique en tout point P compris entre les deux armatures et très-voisin de l'armature interne A a pour valeur $-\frac{dV}{dn}$, ou approximativement $\frac{V' - V}{e}$; d'autre part,

en désignant par ρ la densité électrique aux points de l'armature interne infiniment voisins du point P , la même force a pour expression (p. 97) $-4\pi\rho$: on a donc, avec un degré suffisant d'approximation,

$$(7) \quad \frac{V' - V}{e} = -4\pi\rho.$$

Soient S la surface de l'armature interne, M sa charge; puisque $V' - V$ et e sont deux constantes, ρ est également constant en tous les points de l'armature, et l'on a

$$(8) \quad M = \rho S = \frac{(V - V')S}{4\pi e}.$$

Cette formule est identique à la formule (6) démontrée pour le condensateur sphérique.

La charge M' de l'armature externe se compose : 1° d'une

charge — M appelée par influence sur sa surface intérieure; 2^o de la charge m' , en général négligeable par rapport à M , que communiquerait à l'armature externe la source au potentiel V' si l'armature interne n'existait pas. Cette charge est en équilibre sur la surface extérieure de l'armature et sans action à l'intérieur. De même, l'ensemble des charges $+M$ de A et $-M$ de la surface interne de B est sans action en tout point de la masse de B ou extérieur à B (voir p. 145).

Remarquons que la capacité $\frac{S}{4\pi e}$ d'un condensateur, proportionnelle à sa surface et en raison inverse de l'épaisseur de la couche isolante, ne dépend pas de la forme de l'armature; au contraire, la capacité C de l'armature interne supposée seule dépend essentiellement de sa forme. La force condensante $F = \frac{S}{4\pi eC}$ est donc le rapport de deux quantités qui ne sont guère comparables : sa détermination n'offre qu'un intérêt purement pratique.

Bien qu'un condensateur rigoureusement fermé soit irréalisable, on peut admettre que la théorie qui précède se rapproche beaucoup de celle des condensateurs réels, et qu'elle est applicable même à un condensateur à plateaux, pourvu que ceux-ci soient très-larges par rapport à la distance qui les sépare. Les irrégularités produites soit par l'ouverture pratiquée dans l'armature externe d'un condensateur fermé pour laisser passer le conducteur aboutissant à l'armature interne, soit par les bords du condensateur à plateau, etc., sont de nulle importance eu égard aux perturbations bien plus graves résultant, dans les bouteilles de Leyde ordinaires, de l'emploi des milieux isolants ou *diélectriques*, dont le rôle, très-complexe et imparfaitement connu, sera étudié avec tous les détails nécessaires dans le Chapitre suivant.

DÉCHARGE DES CONDENSATEURS. — LOI DES CHARGES RÉSIDUELLES.

— Quand on réunit les deux armatures d'un condensateur fermé, la charge M de l'armature interne A se réunit à la charge $-M$ maintenue par influence sur la face interne de B , et il ne reste d'électricité libre que la charge m' répandue à la

surface externe de B. Si B communiquait primitivement au sol, cette charge m' est nulle.

Au lieu de décharger brusquement un condensateur par la réunion de ses armatures, on peut mettre celles-ci alternativement en communication avec le sol. A chaque nouveau contact on obtient une faible étincelle, et l'opération peut être répétée indéfiniment. Nous examinerons successivement le cas d'un condensateur sphérique, d'un condensateur fermé de forme arbitraire et d'un condensateur quelconque.

1° *Condensateur sphérique fermé.* — Supposons qu'on mette d'abord l'armature intérieure A au sol et soient M_1, M_2, \dots les charges qu'elle possède après avoir été touchée 1, 2, ... fois. Soient de même M'_1, M'_2, \dots les charges de l'armature B quand elle a été touchée 1, 2, ... fois. Nous déterminerons $M_1, M_2, \dots, M'_1, M'_2, \dots$ par autant d'équations qu'il y a de contacts, en écrivant que le potentiel de l'armature touchée en dernier lieu est nul.

Nous aurons ainsi successivement :

Armature touchée.	A ...	$\frac{M_1}{R} + \frac{M'}{R+e} = 0,$
	B ...	$\frac{M_1 + M'_1}{R+e} = 0,$
	A ...	$\frac{M_2}{R} + \frac{M'_1}{R+e} = 0,$
	B ...	$\frac{M_2 + M'_2}{R+e} = 0,$

Il en résulte

$$(9) \quad \left\{ \begin{array}{l} M'_1 = -M_1, \quad M_2 = -\frac{R}{R+e} M'_1 = \frac{R}{R+e} M_1, \\ M'_2 = -M_2, \quad M_3 = -\frac{R}{R+e} M'_2 = \frac{R}{R+e} M_2 = \left(\frac{R}{R+e}\right)^2 M_1, \\ \dots\dots\dots, \dots\dots\dots \end{array} \right.$$

Les charges conservées par chacune des armatures à partir de M_1 et M'_1 (c'est-à-dire après que toutes deux ont été une fois en communication avec le sol) décroissent suivant une progression géométrique dont la raison est $\frac{R}{R+e}$.

Quand on commence par toucher l'armature interne A, les charges des deux armatures sont égales entre elles après un nombre égal de contacts effectués sur chaque armature, inégales après un nombre inégal de contacts.

Le premier contact de l'armature A lui enlève une quantité d'électricité

$$(10) \quad z_1 = M - M_1 = RV.$$

C'est la quantité d'électricité que la source au potentiel V communiquerait à l'armature interne si l'armature externe ou bien n'existait pas, ou bien était isolée ($M' = 0$).

2° Condensateur fermé quelconque. — Les équations générales

$$(1) \quad \begin{cases} V = K_{11}M + K_{12}M', \\ V' = K_{12}M + K_{22}M' \end{cases}$$

se simplifient un peu dans l'hypothèse d'un condensateur fermé. Imaginons, en effet, qu'on communique à l'armature interne A une charge égale à +1, et qu'on mette B en communication avec le sol. Le potentiel V' de B est nul et sa charge $M' = -1$. La dernière équation (1) donne donc

$$(11) \quad K_{12} - K_{22} = 0.$$

D'autre part, le potentiel V est nécessairement positif et la première équation (1) donne

$$(12) \quad K_{11} - K_{12} > 0.$$

Supposons qu'on mette les deux armatures successivement en communication avec le sol en commençant par l'armature interne. On aura, en tenant compte de l'équation (11),

$$(13) \quad \begin{cases} K_{11}M_1 + K_{12}M'_1 = 0, & K_{12}(M_1 + M'_1) = 0, \\ K_{11}M_2 + K_{12}M'_1 = 0, & K_{12}(M_2 + M'_2) = 0, \\ \dots\dots\dots, & \dots\dots\dots, \end{cases}$$

d'où l'on tire

$$(14) \quad \begin{cases} M_1' = -M_1, & M_2 = -\frac{K_{12}}{K_{11}} M_1' = \frac{K_{12}}{K_{11}} M_1, \\ M_2' = -M_2, & M_3 = \left(\frac{K_{12}}{K_{11}}\right)^2 M_1, \\ \dots, & \dots, \end{cases}$$

qui ne diffèrent des équations (9) que par la substitution de K_{11} à $\frac{1}{R}$ et de K_{12} à $\frac{1}{R+e}$.

Les charges conservées par les armatures forment deux progressions géométriques ayant la même raison $\frac{K_{12}}{K_{11}}$ plus petite que l'unité, d'après l'équation (12). Les conclusions auxquelles nous sommes arrivés dans le paragraphe qui précède subsistent donc entièrement. On démontrera aisément que l'équation (10) devient

$$(15) \quad \alpha_1 = M - M_1 = \frac{V}{K_{11}}$$

La quantité d'électricité enlevée à l'armature interne par le premier contact est celle que la source au potentiel V communiquerait à l'armature interne en présence de l'armature externe isolée ($M' = 0$); elle est différente de celle que la même source communiquerait à l'armature interne supposée seule; il n'y a, en effet, aucune relation nécessaire entre la capacité C_1 de cette armature et le coefficient d'induction K_{11} .

3° *Condensateur quelconque.* — Les équations (1) ne comportent aucune simplification. Nous remarquerons seulement que, si l'on donne à l'armature A une charge égale à $+1$ et que l'on mette B en communication avec le sol, le potentiel V sera positif. Soit α la valeur absolue de la charge négative de B, on aura

$$\begin{aligned} V &= K_{11} - \alpha K_{12} > 0, \\ K_{12} - \alpha K_{22} &= 0, \end{aligned}$$

d'où

$$(16) \quad \alpha = \frac{K_{12}}{K_{22}},$$

$$K_{11} - \frac{(K_{12})^2}{K_{22}} > 0,$$

$$(17) \quad \frac{(K_{12})^2}{K_{11} K_{22}} < 1.$$

La détermination des charges résiduelles $M_1, M_2, \dots, M'_1, M'_2, \dots$ dépend de la solution des équations

$$(18) \quad \begin{cases} K_{11}M_1 + K_{12}M'_1 = 0, & K_{12}M_1 + K_{22}M'_1 = 0, \\ K_{11}M_2 + K_{12}M'_1 = 0, & K_{12}M_2 + K_{22}M'_2 = 0, \\ \dots\dots\dots, & \dots\dots\dots; \end{cases}$$

on en tire

$$(19) \quad \begin{cases} M_2 = -\frac{K_{12}}{K_{11}}M'_1 = \frac{(K_{12})^2}{K_{11}K_{22}}M_1, \\ M_3 = -\frac{K_{12}}{K_{11}}M'_1 = \frac{(K_{12})^2}{K_{11}K_{22}}M_2 = \left[\frac{(K_{12})^2}{K_{11}K_{22}}\right]^2M_1, \\ \dots\dots\dots, \end{cases}$$

et de même

$$(19 \text{ bis}) \quad \begin{cases} M'_2 = -\frac{K_{12}}{K_{22}}M_2 = \frac{(K_{12})^2}{K_{11}K_{22}}M'_1, \\ M'_3 = \left[\frac{(K_{12})^2}{K_{11}K_{22}}\right]^2M'_1, \\ \dots\dots\dots \end{cases}$$

Les charges conservées à partir de M_1 et de M'_1 forment encore deux progressions géométriques dont la raison

$\frac{K_{12}}{K_{11}K_{22}}$ [qui, d'après l'équation (17), est < 1] est la même;

mais les charges des deux armatures, après un nombre quelconque de contacts, ne peuvent être égales que si l'armature extérieure est fermée autour de l'armature intérieure.

L'équation (15) subsiste toujours et s'interprète comme dans le cas précédent.

Le cas particulier où les deux armatures du condensateur sont parfaitement égales et placées symétriquement par rapport à un plan (c'est le cas du condensateur à plateaux) n'offre d'autre particularité que l'égalité des coefficients K_{11} , K_{22} . La raison de la progression suivant laquelle décroissent les charges résiduelles d'un même plateau devient $\left(\frac{K_{12}}{K_{11}}\right)^2$; les charges successives des deux plateaux appartiennent alors à une progression géométrique unique dont la raison est $\frac{K_{12}}{K_{11}}$. Elles ne peuvent jamais être égales.

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES CONDENSATEURS A LAME D'AIR. —

MM. RIESS ET GAUGAIN. — M. Riess ⁽¹⁾ étudia expérimentalement un condensateur à lame d'air dont les plateaux étaient disposés à peu près comme ceux que nous avons décrits. Mais il s'est laissé guider dans ses expériences par des principes peu exacts; ainsi, pour mesurer la force condensante, il a opéré de deux manières, qui ni l'une ni l'autre ne sont rigoureuses.

Dans la première, il chargeait le plateau collecteur A (*fig. 37*) avec une source électrique donnée, touchait la boule f avec un plan d'épreuve et mesurait, dans la balance de torsion, la force répulsive pour un écart constant. Après cela, il approchait le plateau condensateur B en communication avec le sol, touchait encore f et déterminait la nouvelle force répulsive correspondant au même écart. Il obtenait ainsi le rapport des densités électriques en f , avant et après l'approche du plateau B, et admettait, sans preuve suffisante, l'identité de ce rapport et de la force condensante. Nous allons démontrer que cette identité subsiste dans le seul cas où la boule f est infiniment éloignée du plateau. Dans ce cas, le rapport des deux densités que l'on mesure est celui du potentiel V de la source au potentiel V_1 produit sur le plateau A dans la seconde partie de l'expérience.

(¹) *Reibungselektricität*, t. I, p. 307, et *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XLII, p. 376.

Soient

C_1 la capacité du plateau collecteur seul;
 K_{11} et K_{12} les coefficients d'induction de l'un des plateaux
 sur lui-même et sur l'autre;
 m la charge du plateau collecteur;
 m' la charge appelée par influence sur le plateau condensateur.

On a, pour évaluer V et V_1 , les relations

$$(20) \quad \begin{cases} V = C_1 m, \\ V_1 = K_{11} m + K_{12} m', \\ K_{12} m + K_{11} m' = 0. \end{cases}$$

Éliminons m et m' entre ces trois relations; il vient

$$(21) \quad \frac{V}{V_1} = \frac{C_1}{K_{11}} \frac{1}{1 - \left(\frac{K_{12}}{K_{11}}\right)^2}.$$

Soient maintenant M et M' les charges que prendraient les plateaux A et B si le premier était au potentiel V , le second au potentiel zéro; on a, pour déterminer ces charges,

$$(22) \quad \begin{cases} V = K_{11} M + K_{12} M', \\ K_{12} M + K_{11} M' = 0. \end{cases}$$

Quant à la force condensante $F = \frac{M}{m}$, on l'obtient en tirant M de ces deux dernières équations et m de la première équation (20). On trouve

$$(23) \quad F = \frac{M}{m} = \frac{C_1}{K_{11}} \frac{1}{1 - \left(\frac{K_{12}}{K_{11}}\right)^2} = \frac{V}{V_1}.$$

Mais, dans les conditions où a opéré M. Riess, la boule était trop rapprochée du plateau pour que l'influence de ce dernier fût négligeable. La torsion, mesurée dans la seconde expérience, était trop grande; par suite, la valeur de la force condensante se trouvait évaluée trop bas.

La seconde méthode de M. Riess revient à déterminer la raison $r^2 = \left(\frac{K_{12}}{K_{21}}\right)^2$ de la progression suivant laquelle décroissent les charges résiduelles du plateau A quand on décharge le condensateur par la méthode des contacts alternatifs. Le Tableau suivant renferme les résultats de deux séries d'expériences; les plateaux A et B avaient 0^m,18½ de diamètre et 1^{mm},6 d'épaisseur; mais, dans la première série, la tige mince qui faisait communiquer le plateau collecteur A à la boule f était plus longue, et la boule elle-même plus grosse que dans la seconde :

Distance des plateaux mm	Valeur de $\frac{K_{12}}{K_{11}}$	
	Première série.	Seconde série
112,8.....	0,251	0,263
45,1.....	0,454	0,500
33,9.....	0,534	0,612
22,6.....	0,638	0,689
11,3.....	0,765	0,823
9,0.....	»	0,854
6,8.....	0,840	0,887
4,5.....	»	0,911

Ce Tableau établit que la valeur du rapport $\frac{K_{12}}{K_{11}}$ augmente rapidement quand la distance des plateaux diminue, mais ne permet de formuler à cet égard aucune loi précise; on voit, d'ailleurs, que des circonstances secondaires, comme la longueur du fil de communication et le diamètre de la boule f , exercent une influence qui n'est pas négligeable.

M. Riess a voulu déduire de ces dernières expériences la valeur de la force condensante en employant la formule inexacte

$$(24) \quad F = \frac{1}{1 - 2 \left(\frac{K_{12}}{K_{11}}\right)^2},$$

qui se déduit de la théorie de Biot. Les valeurs de F ainsi cal-

culées sont trop faibles, car le facteur $\frac{C_1}{K_{11}}$, par lequel elles doivent être multipliées d'après l'équation (23), est plus petit que l'unité : ce facteur est le rapport des potentiels qu'une même charge donne au plateau collecteur suivant qu'il est seul ou en présence du plateau condensateur isolé.

On doit à M. Gaugain ⁽¹⁾ de bonnes expériences sur des condensateurs cylindriques ou sphériques. Les premiers étaient formés d'un tuyau de fer-blanc, dans lequel se trouvait placé concentriquement un autre tuyau de fer-blanc ou une tige de fer ; les derniers étaient formés d'une sphère soutenue par des pieds en gomme laque dans l'intérieur de deux calottes hémisphériques ; la calotte supérieure, percée d'un orifice de 0^m,030 de diamètre, servait à faire passer le fil de communication se rendant à la sphère intérieure. Pratiquement, ces condensateurs équivalent à des condensateurs fermés : M. Gaugain les portait à de très-faibles potentiels et évaluait leurs charges à l'aide d'un appareil ingénieux que nous décrirons ultérieurement sous le nom d'*électroscope à décharges*. Il a obtenu des résultats irréprochables au point de vue expérimental et qui plus tard se sont trouvés en parfait accord avec la théorie. Ainsi, M. Gaugain a montré que les charges de condensateurs cylindriques, de rayon intérieur R_1 , de rayon extérieur R_2 , varient en raison inverse de $\log \frac{R_2}{R_1}$ ⁽²⁾, celles de condensateurs sphériques proportionnellement à $\frac{R_2 R_1}{R_2 - R_1}$, quand l'armature intérieure est collectrice ⁽³⁾. Il a même étudié le cas de condensateurs cylindriques excentriques, et les résultats de ses expériences ont été en parfait accord avec celui des calculs de M. Blavier ⁽⁴⁾.

⁽¹⁾ *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. LXIV, p. 174.

⁽²⁾ BLAVIER, *Journal de Physique*, t. III, p. 151; 1874.

⁽³⁾ $V = M \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$, $M = V \frac{R_2 R_1}{R_2 - R_1}$.

⁽⁴⁾ BLAVIER, *Journal de Physique*, t. III, p. 115 et 151; 1874.

CHAPITRE IX.

CORPS ISOLANTS. — POUVOIR INDUCTEUR SPÉCIFIQUE.

Charge d'un corps isolant. — Pénétration des charges. — Influence sur les corps isolants. — Polarisation. — Théorie de M. Clausius. — Application au cas du condensateur. — Pouvoir inducteur spécifique. — Rôle de la lame isolante dans les condensateurs : pénétration, polarisation, décharge résiduelle.

Mesure des pouvoirs inducteurs spécifiques. — Expériences de Cavendish. — Expériences de Faraday. — Mesures récentes des pouvoirs inducteurs spécifiques. — Pouvoir inducteur spécifique des liquides et des gaz.

Changement de volume accompagnant l'électrisation des isolants.

CHARGE D'UN CORPS ISOLANT. — Jusqu'ici nous n'avons étudié à peu près exclusivement que les actions électriques s'exerçant entre corps conducteurs, et le développement analytique de la loi de Coulomb nous a suffi pour trouver les lois quantitatives des phénomènes; l'expérimentation n'a joué qu'un rôle secondaire et en quelque sorte effacé : nous ne l'avons invoquée que pour lui demander des vérifications de résultats prévus. Il n'en sera pas de même dans ce Chapitre : les corps isolants offrent au point de vue électrique une constitution spéciale qu'il faut découvrir par la voie de l'expérience, et cette recherche est hérissée de tant de difficultés, que les fondements même de la théorie des isolants ne sont pas encore bien assurés.

Nous savons que les corps isolants s'électrisent par le frottement, mais seulement aux points frottés ou dans leur voisinage immédiat, de telle sorte que, tenus à la main ou mis en contact avec des conducteurs, ils conservent longtemps une électrisation plus ou moins marquée. Aucune loi connue ne

régit la distribution de l'électricité à leur surface ou dans l'intérieur de leur masse; leurs divers points peuvent être électrisés en sens contraires et une charge donnée peut affecter sur un même corps une infinité de distributions différentes.

On ne possède pas de méthode expérimentale analogue à celle du plan d'épreuve par exemple, et permettant d'étudier avec précision la distribution de l'électricité dans un corps isolant; mais on peut tout au moins déterminer la somme algébrique des quantités d'électricité répandues à la surface d'un corps isolant ou dans son intérieur. On se fonde sur ce qu'un système électrisé quelconque enfermé dans la cavité d'un corps conducteur en communication avec le sol appelle sur la surface interne de la cavité une charge égale en quantité et de signe contraire à la somme algébrique des charges du système. Cette propriété a été démontrée (p. 145) d'une manière tout à fait générale, et nous a déjà servi à établir que les charges prises par deux corps frottés sont égales et de signes contraires.

On peut aussi reconnaître le signe de l'électrisation d'un corps isolant dans la région voisine d'un point P donné de sa surface, en approchant ce point de la boule d'un électroscope et constatant le signe de l'effet produit. L'influence du point P est absolument prédominante dans ces conditions, puisqu'à la limite, c'est-à-dire pour une distance nulle, la force répulsive exercée sur une unité d'électricité, de même signe que la charge de P, serait égale à $-\frac{1}{4\pi\rho}$. ρ désigne ici la *densité électrique moyenne* au voisinage immédiat du point P, c'est-à-dire la densité électrique que devrait posséder le point P de la surface d'un conducteur qui produirait la même force répulsive que le corps isolant.

PÉNÉTRATION DES CHARGES. — Nous sommes, on le voit, très limités dans nos moyens d'étude. Toutefois, ils suffisent déjà pour nous fournir un certain nombre de résultats généraux.

Frottons un bâton de résine avec une étoffe de laine; nous constaterons, à l'aide des moyens indiqués ci-dessus : 1° que la charge totale du bâton est négative; 2° que les points de sa

surface qui ont été en contact avec la laine sont eux-mêmes électrisés négativement.

Mettons ensuite, pendant un temps très-court, le bâton en contact avec le conducteur d'une machine électrique en activité : il présentera, aux points touchés ou même sur toute sa surface les signes d'une électrisation positive, et cependant sa charge résultante, mesurée à l'aide d'un conducteur creux, pourra demeurer négative. Il y a donc de l'électricité positive à la surface et de l'électricité négative à une plus grande profondeur. Si l'on abandonne alors le bâton de résine dans l'air, l'électrisation superficielle disparaît peu à peu par l'effet de la déperdition et l'électrisation profonde prédomine de nouveau ; le bâton redevient négatif à l'électroscope. Les charges électriques développées à la surface d'un isolant peuvent donc pénétrer à une certaine profondeur et reparaitre à la surface au bout d'un temps plus ou moins long. Cette pénétration lente, résultat d'une conductibilité très faible, est une cause perpétuelle d'erreurs dans les expériences : c'est ainsi que, depuis Coulomb, la loi fondamentale de l'électricité a été mise en doute par des expérimentateurs qui n'avaient pas pris de précautions suffisantes pour décharger les supports isolants qu'ils employaient de toute trace d'électrisation antérieure (p. 53).

INFLUENCE SUR LES CORPS ISOLANTS. — Considérons maintenant un corps isolant parfaitement neutre dans toutes ses parties. Il est fort difficile de constater que cette condition est absolument remplie, mais on approche autant que possible de sa réalisation en chauffant tous les points de la surface du corps isolant dans une flamme, ce qui rend la déperdition extrêmement active, et en répétant au besoin plusieurs fois cette opération à des intervalles assez éloignés pour permettre aux charges intérieures, s'il y en a, de se porter à la surface et de s'y dissiper. Quand un corps ainsi préparé est soumis à distance à l'action d'un corps électrisé, on observe qu'il se produit un phénomène d'influence.

Par exemple, Matteucci (1) suspendit par un fil de cocon, au

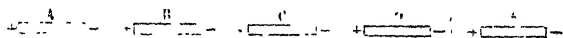
(1) MATTEUCCI, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XXVII, p. 140.

centre d'une cloche de verre pleine d'air desséché, de petites aiguilles de soufre, de résine ou de gomme laque bien neutres, puis il approcha d'elles un corps électrisé A : à l'instant elles se dirigèrent vers lui, comme une aiguille aimantée vers un barreau de fer, en exécutant des oscillations autour de leur position d'équilibre. Tant que dura l'influence, elles donnèrent des signes électriques, contraires à ceux du corps inducteur à leur bout le plus rapproché de lui, et de même sens à leur extrémité la plus éloignée. Aussitôt que l'on éloigna le corps électrisé A; les aiguilles revinrent instantanément à l'état naturel. A l'intensité près, qui est très-faible, ces effets sont identiques à ceux que montrent les corps conducteurs.

Cependant, si l'on réfléchit à la difficulté et à la lenteur avec lesquelles l'électricité se déplace à travers les corps isolants, on sera convaincu que, malgré l'identité apparente des effets, la distribution électrique réelle ne peut être la même dans les deux cas, c'est-à-dire que les deux électricités contraires ne peuvent instantanément se transporter aux deux bouts des aiguilles isolantes, s'y maintenir séparées par une ligne moyenne tant que dure l'influence, et se réunir aussitôt qu'elle cesse. Il faut donc chercher une autre explication.

POLARISATION. — Pour la trouver, considérons le cas hypothétique où l'on aurait une suite de conducteurs très-petits et très-voisins A, B, C, D (*fig. 38*). A l'instant où nous placerons

Fig. 38.



en avant de A un corps électrisé, par exemple négativement, les fluides neutres se décomposeront tout le long de la file, chaque extrémité antérieure se chargera positivement et chaque bout postérieur négativement; et comme les fluides de noms contraires qui sont opposés entre eux dans les intervalles de deux conducteurs voisins exercent des actions inverses, l'effet total de la série de corps sera sensiblement réduit à celui des électricités positives et négatives qui se trouvent aux bouts A et E. On conçoit maintenant que, si chaque molécule d'un

corps isolant se conduit comme chacun des conducteurs A, B, C, ..., l'effet observé par Matteucci s'explique naturellement, sans qu'il soit nécessaire de recourir à une transmission instantanée des fluides dans les aiguilles. On admet qu'il en est ainsi, et, les molécules des corps prenant deux pôles électriques, on dit qu'elles sont *polarisées*.

L'hypothèse de la polarisation des molécules des isolants paraît avoir été émise pour la première fois par Avogadro ⁽¹⁾; elle a été reprise plus tard par Belli ⁽²⁾ et par Faraday ⁽³⁾, qui en ont développé d'importantes conséquences. Nous signalerons en particulier l'expérience suivante de Faraday, qui met bien en évidence la nature de cette polarisation. Il plaça dans l'essence de térébenthine de petits filaments de soie, et, faisant ensuite plonger dans le liquide deux conducteurs opposés, il chargea l'un d'eux et mit l'autre en rapport avec le sol. A l'instant même il vit les parcelles de soie se dresser contre les conducteurs et former des chaînes continues en s'attirant vivement par leurs extrémités opposées; on pouvait essayer de rompre ces chaînes à l'aide d'un bâton de verre que l'on plongeait dans le liquide; elles se déformaient d'une manière continue comme des fils élastiques et revenaient, aussitôt qu'on retirait la baguette, à leur disposition primitive. Chacun de ces fils de soie était évidemment dans des conditions analogues aux aiguilles de gomme laque de Matteucci : polarisé sous l'influence des conducteurs, il attirait par son pôle positif le pôle négatif d'un autre brin et inversement, et les chaînes formées entre les deux conducteurs indiquaient par leur direction en chaque point celle de la force électrique résultante.

Il convient d'insister, en particulier, sur des expériences récentes de M. Felici ⁽⁴⁾, qui, réalisées sur des isolants quelconques, ont été faites dans des conditions où l'on est complètement à l'abri de l'effet perturbateur de la pénétration des charges.

M. Felici emploie une boule conductrice électrisée C

(1) AVOGADRO, *Journal de Physique* de de la Méthérie, t. LXIII et LXV.

(2) BELLI, *Cours de Physique*, t. III, 1838.

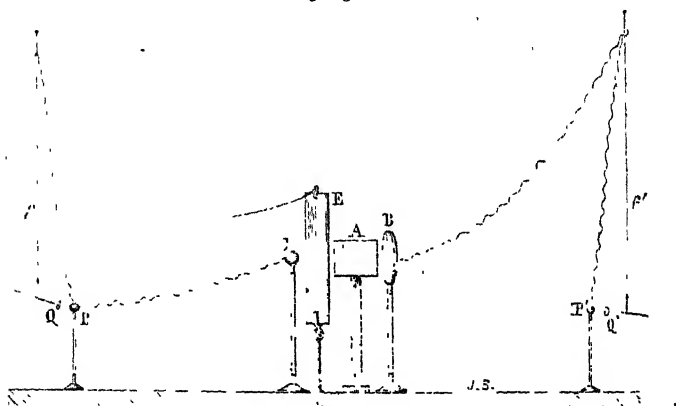
(3) FARADAY, *Physical researches*.

(4) FELICI, *Journal de Physique* de M. d'Almeida, t. III, p. 329; 1874.

(fig. 39), dont on mesure la charge à l'aide d'une balance de torsion représentée schématiquement en PQ, et un disque B, isolé et primitivement à l'état neutre, qui communique à la balance de torsion P'Q'.

- La boule et le disque sont séparés par un écran métallique E en communication avec le sol, et la balance P'Q' est au zéro (¹). On abaisse l'écran, l'influence se produit, et l'on observe l'impulsion de l'aiguille de la balance P'Q', proportionnelle à la

Fig. 39.



charge induite sur le disque B. On rétablit l'écran, puis entre l'écran et le disque on dispose un cube A parfaitement neutre d'une substance isolante, ce qui ne produit aucun déplacement de l'aiguille de la balance P'Q'; enfin on abaisse brusquement l'écran E, et l'on mesure le nouvel arc d'impulsion. On trouve qu'il est toujours plus considérable que le premier : or cela doit être si le cube se polarise et joue ainsi le rôle d'un conducteur interposé entre C et B.

Dès qu'on rétablit une seconde fois l'écran, l'aiguille de la balance P'Q' revient au zéro. La polarisation se détruit donc aussitôt que cesse l'influence, et l'effet observé appartient en-

(¹) Voir p. 145.

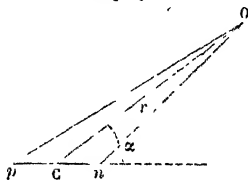
tièrement à cette polarisation. Grâce à l'adaptation d'un mécanisme spécial destiné à mouvoir l'écran, M. Felici a pu démontrer que le temps nécessaire pour annuler complètement l'effet de la polarisation doit être inférieur à $\frac{1}{1000}$ de seconde.

M^r Felici a aussi remplacé le cube solide E par un cube creux de même substance : il a reconnu que l'effet produit par l'interposition du cube décroît avec sa masse quand la surface extérieure demeure la même; un cube creux à parois très-minces produit un effet sensiblement nul. La polarisation n'est donc pas purement superficielle; c'est un phénomène profond, auquel prend part la masse entière de la substance isolante.

THÉORIE DE M. CLAUSIUS ⁽¹⁾. — Ainsi envisagée, l'influence électrique sur un corps isolant présente la plus grande analogie avec l'influence d'un aimant sur un morceau de fer doux; on peut donc en faire la théorie par l'application des mêmes principes qui ont guidé Poisson dans la théorie mathématique du magnétisme, dont nous indiquerons ultérieurement les bases : c'est justement ce qu'a fait M. Clausius.

Imaginons qu'un corps mauvais conducteur est constitué par un milieu non susceptible de s'électriser, dans lequel se trouvent disséminés des corpuscules conducteurs qui s'électrisent par influence, mais sans qu'il y ait jamais passage d'électricité de l'un des corpuscules à un autre. Si les petits conducteurs que nous considérons sont assez écartés les uns des autres, la force électrique F qui agit en chacun des points P de l'un d'eux *pn* s'écarte très-peu d'une valeur moyenne correspondant, par exemple, au centre de gravité C du corpuscule (*fig. 40*). Des électricités de noms contraires apparaîtront à sa surface *pn*, et leur action sur tout point O dont la distance au corpuscule

Fig. 40.



(1) CLAUSIUS, *Die mechanische Behandlung der Electricität*; Abschnitt III. *Behandlung dielectricischer Medien*. Braunschweig; 1879.

J. et B., *Électricité statique*. — I. 3^e fasc.

sera grande par rapport aux dimensions de celui-ci se réduira sensiblement à celle de deux quantités équivalentes $+m$ et $-m$ d'électricités contraires concentrées en deux points p et n dont la distance d sera inférieure au plus grand diamètre de pn . Cette action est, toutes choses égales d'ailleurs, proportionnelle au produit md que nous appellerons le *moment électrique* du corpuscule ⁽¹⁾.

Nous admettrons que la direction pn du moment électrique coïncide avec celle de la force F qui le produit et que la grandeur md de ce moment est proportionnelle à F : Si les corpuscules conducteurs possèdent des formes et des orientations variables, le moment md variera d'un corpuscule à un autre; mais, dans le plus petit volume accessible à l'expérience, la somme de tous les moments ne s'écartera pas sensiblement d'une certaine valeur moyenne, la même que si tous les corpuscules étaient des sphères d'un diamètre convenable et également espacées.

Pour déterminer le moment électrique moyen d'un élément de volume du corps isolant, il faut d'abord fixer la valeur de la force moyenne F qui règne à l'intérieur de l'un des corpuscules. Elle provient : 1° des masses électriques extérieures à l'isolant; 2° des masses électriques libres à la surface de tous les corpuscules, à l'exception de celui que l'on considère.

Pour évaluer cette force, on peut substituer au corps isolant discontinu C , que nous considérons, un isolant fictif C' , dont les moments électriques seraient distribués d'une manière continue dans toute la masse, mais à la condition essentielle de

(1) Désignons par r la longueur OC , par α l'angle OCn : la force exercée par le corpuscule considéré sur l'unité d'électricité placée en O est, en grandeur (fig. 40),

$$\frac{m}{r^2 + \frac{d^2}{4} - rd \cos \alpha} - \frac{m}{r^2 + \frac{d^2}{4} + rd \cos \alpha} = \frac{2mr d \cos \alpha}{\left(r^2 + \frac{d^2}{4}\right)^2 - r^2 d^2 \cos^2 \alpha};$$

d étant supposé très-petit par rapport à r , cette expression se réduit sensiblement à

$$\frac{2md \cos \alpha}{r^3}.$$

pratiquer autour du point P, où l'on veut évaluer la force F, une cavité équivalente au volume du corpuscule. Nous assignerons arbitrairement à cette cavité la forme d'une sphère, comme étant la forme moyenne que doivent posséder ces cavités dans une substance isotrope; l'analyse conduit alors à ce théorème curieux que l'action de l'isolant au point considéré est indépendante du rayon attribué à la sphère, c'est-à-dire à la dimension absolue des corpuscules. On démontre que, g désignant la fraction du volume de l'isolant rempli par ceux-ci, les moments md sont proportionnels au facteur $E = \frac{3g}{4\pi(1-g)}$, et que l'on a entre le potentiel U, dont les dérivées donnent les composantes de la force F, et le potentiel V des masses électriques *extérieures* la relation

$$\Delta U = - \frac{4\pi E}{1 + 4\pi E} \Delta V.$$

Il résulte de là que, si les masses électriques d'où provient le potentiel V sont toutes extérieures à l'isolant, c'est-à-dire si en tout point intérieur $\rho = 0$, d'où $\Delta V = 0$, on a également $\Delta U = 0$. Par suite, la distribution continue des moments électriques que nous avons imaginée est telle, qu'il n'y a d'électricité libre qu'à la surface de l'isolant.

D'après cette théorie, l'effet extérieur d'un isolant soumis à l'influence sera de tous points analogue à celui d'un conducteur convenablement choisi. En particulier, considérons l'influence exercée sur un isolant creux très-mince, qui, suivant M. Felici, ne modifie pas sensiblement l'état du champ électrique où on le place. Les faces opposées de cet isolant portent des distributions égales d'électricités inverses, dont l'effet extérieur doit en effet tendre vers zéro avec la distance qui les sépare.

APPLICATION AUX CONDENSATEURS. — POUVOIR INDUCTEUR SPÉCIFIQUE. — Soit un condensateur fermé dont les deux armatures sont séparées par une lame isolante autre que l'air. Cette lame joue un rôle analogue à celui d'un conducteur interposé entre les armatures, mais sans les toucher; il en résulte que la diffé-

rence de potentiel correspondant à une charge donnée de l'armature interne du condensateur sera plus faible, la charge correspondant à une différence de potentiel donnée des deux armatures, plus forte que dans un condensateur à lame d'air de même épaisseur.

M. Clausius⁽¹⁾ a soumis au calcul : 1° le cas d'un condensateur à plateau circulaire ; 2° le cas plus général d'un condensateur dont les armatures parallèles sont partout à une distance très-petite par rapport à leurs dimensions. Il démontre que la charge M de l'une des armatures du condensateur a pour expression

$$M = \frac{1}{4\pi} \frac{S}{e} (1 + 4\pi E)(V - V'),$$

dans laquelle S représente la surface de l'armature, e l'épaisseur de la lame isolante, V et V' les potentiels des sources électriques avec lesquelles les armatures du condensateur sont en relation. Cette expression ne diffère de celle qui a été établie (p. 161) pour la charge des armatures du condensateur à lame d'air que par l'introduction du facteur $1 + 4\pi E$. Nous poserons

$$1 + 4\pi E = K,$$

et nous désignerons le coefficient K sous le nom de *pouvoir inducteur spécifique*. C'est le rapport de la charge de l'une des armatures du condensateur à celle d'un condensateur à lame d'air de même épaisseur. Le pouvoir inducteur spécifique de l'air est, par définition, égal à 1.

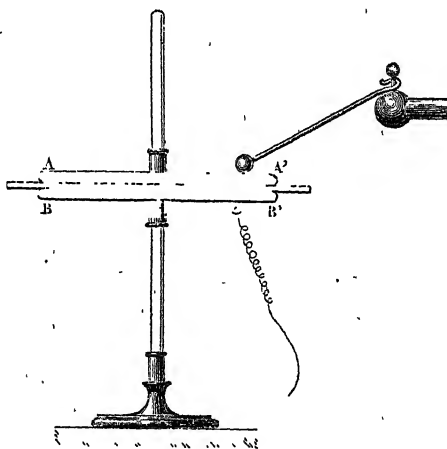
Nous voilà donc en possession d'une théorie mathématique qui non seulement fournit une interprétation satisfaisante des phénomènes précédemment décrits, mais qui nous en fait encore prévoir de nouveaux, dont elle nous indique d'avance les lois. Il faut la soumettre au contrôle de l'expérience, et pour cela nous devons comparer la charge que prend un même condensateur quand on y remplace la lame d'air séparant les armatures par une autre lame isolante de même épaisseur. Avant de procéder à cette mesure, nous ne pouvons nous dis-

(1). CLAUDIUS, *Die mechanische Behandlung der Electricität*.

peûsér d'étudier expérimentalement les diverses particularités qui caractérisent les condensateurs à lame de verre. Ce n'est que par une analyse attentive de ces phénomènes que nous parviendrons à éliminer les principales causes d'erreur dont pourraient être affectées les mesures difficiles qu'il s'agit d'entreprendre.

ROLE DE LA LAME ISOLANTE DANS LES CONDENSATEURS. — EFFET DE LA POLARISATION ET DE LA PÉNÉTRATION. — L'importance du rôle de la lame isolante du condensateur n'avait pas échappé aux anciens expérimentateurs. Elle se manifeste, en particulier, quand on opère de la manière suivante.

Fig. 41.



Plaçons un plateau métallique BB' horizontalement et en communication avec le sol (fig. 41); déposons sur lui une lame de verre bien sèche, et superposons à ces deux objets un deuxième plateau conducteur AA' muni d'un manche isolant et que nous réunirons avec la machine électrique; nous aurons ainsi disposé un condensateur à lame de verre, et, si l'on vient à réunir B' avec A' par un arc conducteur, il se produira une étincelle très-bruyante avec des effets de décharge énergiques. Mais, au lieu de décharger le condensateur, éloignons

d'abord la source électrique et séparons le plateau B' d'avec le sol; ensuite nous enlèverons le plateau A' par son manche isolant, et enfin le verre en le tenant par ses bords. Si nous ne tenions pas compte de l'influence exercée sur la lame isolante, il semblerait que les deux plateaux doivent retenir tous deux les électricités dont ils sont pourvus et qu'elles doivent seulement se distribuer librement sur leurs surfaces quand on les éloigne; cependant l'expérience prouve que les plateaux ne conservent que des quantités d'électricité à peine appréciables. Mais si l'on remet, après avoir déchargé ces conducteurs, le verre sur BB', et AA' sur le verre, et qu'on réunisse ensuite BB' et AA' par un arc métallique, on obtiendra une décharge presque aussi vive que si l'on n'avait pas d'abord séparé les appareils. Il faut donc admettre que les charges des armatures avaient quitté les plateaux pour se disposer sur le verre.

Une contre-épreuve de cette expérience est facile à faire : on n'a qu'à enlever le verre, à placer les deux mains sur ses deux surfaces, et les deux électricités réunies par l'intermédiaire des bras font éprouver une forte commotion. Si au contraire l'expérimentateur ne touche les deux surfaces de ce verre que par les extrémités des doigts, il n'éprouve qu'un effet très-léger; mais, en promenant les doigts sur les deux surfaces, il sent de petites étincelles successives et décharge successivement chacune des parties qu'il touche l'une après l'autre. Le rôle des conducteurs AA' et BB' devient dès lors évident : ils amènent les électricités opposées sur les deux surfaces du verre et les y laissent, puis ils les ramènent quand on décharge l'appareil.

Au lieu de prendre, comme dans l'épreuve précédente, un carreau de verre plan, on se sert parfois d'un bocal M (*fig. 42*) qui n'est autre qu'un grand verre à bière. On plonge dans l'intérieur un cylindre de fer-blanc A qui remplit le verre, et l'on fait entrer celui-ci dans un bocal B également en fer-blanc. A et B sont donc les deux armatures du condensateur. Quand l'appareil est chargé, on le dépose sur une surface isolante; puis, enlevant d'abord A avec un crochet de verre, ensuite le bocal M, on ne trouve que très-peu d'électricité sur les armatures métalliques,

tandis qu'en saisissant l'extérieur du verre avec une main et plongeant l'autre dans son intérieur, on entend une série d'étincelles et on reçoit une série de commotions.

Franklin, à qui l'on doit cette disposition, faisait l'expérience d'une manière encore plus frappante : il versait dans le vase M ou dans un flacon qui le remplaçait une certaine quantité d'eau ; cette eau formait l'armure intérieure A, et il plongeait le tout dans un baquet contenant encore de l'eau qui constituait

Fig. 42.



le conducteur extérieur B. Quand l'appareil avait été chargé à la manière ordinaire, il l'enlevait, vidait le liquide intérieur et remplaçait le flacon dans les mêmes conditions en remettant à l'intérieur et à l'extérieur de l'eau nouvelle qui n'avait point été électrisée ; la charge de l'appareil n'avait pas sensiblement diminué.

La polarisation de l'isolant suffit à rendre compte de ce qui précède. Les électricités amenées par les armatures sont maintenues à la surface de la lame isolante par l'effet de la polarisation de celle-ci et la maintiennent à leur tour ; mais, si cette polarisation est seule en jeu, elle disparaîtra dès qu'on aura replacé les armatures et qu'on les réunira l'une à l'autre de manière à annuler les charges extérieures à l'isolant.

Toutefois, dans la réalité, l'expérience est plus complexe que nous ne l'avons indiqué jusqu'ici. Les isolants n'opposent pas un obstacle absolu au mouvement de l'électricité, et les charges en regard sur les deux armatures cheminent lentement à travers la lame de verre du condensateur. Cela résulte des ex-

périences que nous avons déjà citées et de la suivante, due à Faraday ⁽¹⁾. On forme un condensateur avec une plaque de gomme laque comprise entre deux armatures métalliques mobiles; on le charge et on le maintient chargé pendant longtemps. Ensuite on réunit les armatures par un arc métallique qui les ramène à l'état naturel; on les enlève rapidement et on examine le plateau de gomme laque. On trouve d'abord, par un pendule qu'on approche du plateau, qu'il ne manifeste pas de signes électriques sensibles; mais peu à peu ses deux faces accusent chacune l'électricité du plateau qui les touchait pendant que l'appareil était chargé. Cela ne peut s'expliquer qu'en admettant une pénétration lente de l'électricité de l'extérieur à l'intérieur de la gomme laque pendant la première phase de l'expérience et un retour de cette même électricité vers la surface pendant la seconde : c'est ce que de précédentes expériences de Matteucci avaient déjà démontré.

C'est en admettant cette conductibilité lente des corps isolants que l'on peut rendre raison d'un phénomène connu depuis bien longtemps. On a remarqué que, si l'on décharge un condensateur de grande dimension en touchant ses armatures avec un arc métallique, il conserve un résidu électrique qui devient sensible quelque temps après et que l'on peut enlever par un deuxième contact. Après cela, on retrouve un deuxième résidu et il y en a d'autres encore, mais qui cessent bientôt d'être appréciables, parce qu'ils décroissent rapidement.

Ces phénomènes n'ont rien qui doive nous surprendre; mais dans toutes les mesures qui vont suivre nous devons nous tenir en garde contre l'effet de la pénétration. Il convient pour cela de diminuer autant que possible la grandeur des différences de potentiel employées et surtout la durée des expériences.

(1) FARADAY, *Experimental researches*, t. I, p. 390.

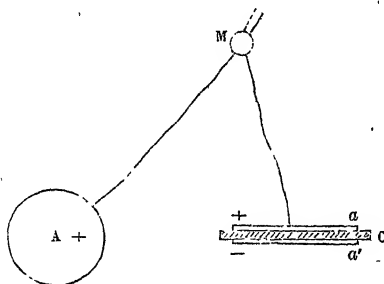
MESURE DES POUVOIRS INDUCTEURS SPÉCIFIQUES.

EXPÉRIENCES DE CAVENDISH ⁽¹⁾. — Il reste à constater expérimentalement l'accroissement de capacité d'un condensateur quand on y remplace la lame d'air par une autre substance isolante. Cette constatation est déjà très-ancienne; elle a même précédé toutes les autres expériences sur les propriétés des isolants, puisqu'elle remonte à Cavendish. Cet illustre physicien compara les charges que prenaient à une même source des condensateurs de même dimension, munis de lames isolantes de diverses natures. Mais ses expériences, réalisées de 1771 à 1781, n'avaient pas été publiées, et plus tard Belli et Faraday découvraient de nouveau et indépendamment l'un de l'autre l'existence du *pouvoir inducteur spécifique*. Ce nom lui-même est dû à Faraday.

Bien que les expériences de Cavendish ne paraissent pas avoir donné des résultats extrêmement précis, nous rapporterons la méthode qu'il employait, car elle est théoriquement irréprochable.

Cavendish se procura d'abord un condensateur de capacité égale à celle d'une sphère isolée, de $12\frac{1}{2}$ pouces de diamètre,

Fig. 43.

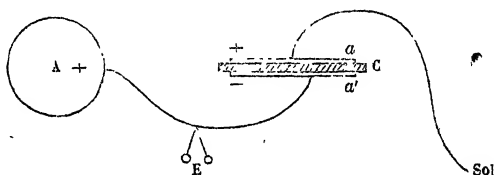


suspendue au milieu de son laboratoire. A cet effet, la sphère A et un condensateur à plateaux C, très éloigné de la sphère,

(1) *The electrical researches of the hon. Henry Cavendish, F. R. S.*, écrites entre 1771 et 1781, et publiées par Clerk Maxwell, en 1879, à Cambridge.

étaient chargés simultanément par une machine électrique M (fig. 43). La communication était ensuite interrompue (fig. 44); l'armature a du condensateur était mise au sol, et son armature a' réunie à la sphère par un fil métallique communiquant à un électromètre E. Si le condensateur et la sphère ont des capacités égales, l'appareil se trouvera complètement déchargé; si ces capacités sont inégales, le signe de l'électrisation de l'électromètre indiquera quelle est la capacité la plus grande, et, en modifiant rationnellement la surface du condensateur jusqu'à ce que l'électromètre reste au zéro, on arrivera à réaliser une égalité parfaite entre les deux capacités.

Fig. 44.

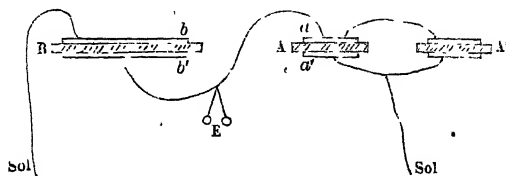


Par l'application répétée de cette méthode, on pourra se procurer deux condensateurs A, A' possédant chacun une capacité égale à celle de la sphère, puis, à l'aide de A et de A', un troisième condensateur B de capacité double. A cet effet, on réunira A et A' par leurs armatures de même nom; on chargera en même temps que B, et à la même machine, le condensateur A + A' ainsi formé; puis on mettra au sol les armatures de noms contraires b et a' des deux condensateurs, et l'on réunira b' et a à l'électromètre E par un long fil conducteur. Quand l'électromètre restera au zéro, la capacité de B sera égale à celle du condensateur A + A'.

Par une suite d'opérations analogues, Cavendish s'était procuré une série de condensateurs avec lesquels il pouvait réaliser une capacité quelconque comprise entre une et soixante-six fois la capacité de la sphère A. Il pouvait ensuite, grâce à une disposition analogue à celle de la fig. 45, évaluer la capacité d'un condensateur inconnu, à l'aide de l'unité de capacité qu'il avait choisie. Les appareils de Cavendish étaient impar-

faits, mais sa méthode est identique à celle que l'on emploie aujourd'hui pour la mesure des capacités à l'aide d'étalons de capacité réunis dans des boîtes dont nous indiquerons plus tard l'usage.

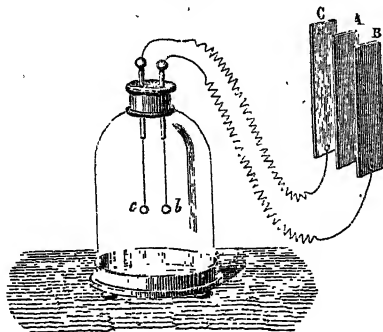
Fig. 45.



En comparant deux condensateurs égaux, l'un à lame d'air, l'autre dont la lame isolante était d'espèce quelconque, Cavendish mesura ce qu'il appelait la *capacité des isolants* et ce que nous appelons aujourd'hui leur *pouvoir inducteur spécifique*. Les nombres qu'il indique sont en général trop grands, parce que la durée des expériences n'était pas assez courte et permettait aux charges de pénétrer plus ou moins profondément à l'intérieur des lames isolantes.

EXPÉRIENCES DE FARADAY. — Avant de mesurer le pouvoir inducteur spécifique, Faraday mit son existence hors de doute

Fig. 46.



par une expérience qui est susceptible de se transformer en un procédé de mesure. On forme un condensateur double avec trois plateaux A, B, C isolés et séparés par de l'air (fig. 46); on

charge A par la machine, et l'on met B et C en communication avec le sol. Ensuite on isole ces derniers plateaux et on les réunit à un électromètre formé de deux lames d'or ou de deux petites balles de sureau doré *b* et *c* voisines et isolées l'une de l'autre; à ce moment elles sont à l'état neutre, puisque les électricités négatives sont condensées aux faces antérieures de B et de C, et que les positives ont été chassées dans le sol. Mais si l'on vient à approcher B de A, l'influence augmente, une nouvelle masse de fluide — s'accumule en B; mais aussi une partie équivalente d'électricité + se transmet à la lame *b* de l'électromètre. En même temps que cette nouvelle charge se condense sur B, elle réagit plus énergiquement sur A et décharge d'autant la face opposée au plateau C. Alors l'induction diminue sur C, qui abandonne et laisse écouler du fluide négatif jusqu'à la lame *c*. Il suit de là que les deux lames *b* et *c* vont s'approcher, et en général on pourra reconnaître par leur mouvement et par la nature de l'électricité que prend chacune d'elles les variations d'intensité du pouvoir inducteur de A sur les plateaux B et C. Cela posé, l'appareil étant ramené à sa situation première et l'électromètre étant à l'état neutre, introduisons une lame de verre entre A et B : nous verrons se produire le phénomène que nous venons de décrire et dans le même sens, absolument comme si la lame B avait été approchée de A. Le même effet a lieu quand on remplace le verre par d'autres lames isolantes, et il n'est pas le même pour chaque substance; le verre agit moins que la gomme laque et celle-ci moins que le soufre. Nous reconnaissons là, de la manière la plus nette, l'existence du pouvoir inducteur spécifique, tel qu'il a été défini ci-dessus.

Pour mesurer le pouvoir inducteur spécifique, Faraday ⁽¹⁾ et plus tard Harris ont employé la méthode suivante.

On dispose deux condensateurs à lame d'air *c*, *c'* égaux entre eux, c'est-à-dire ayant même forme, même étendue et même distance des armatures. Pour s'assurer de leur identité, on charge l'un d'eux et on mesure avec un plan d'épreuve dans la balance de Coulomb l'épaisseur électrique en un point de

(¹) *Experimental Researches*, t. I, p. 360.

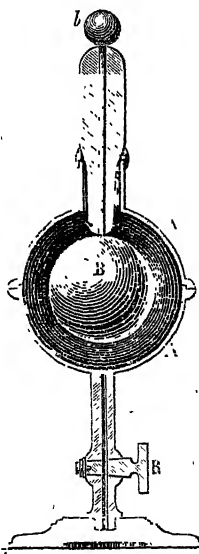
l'armature qui a touché la machine; supposons qu'elle soit a . Ensuite on fait toucher le condensateur chargé par celui qui ne l'est pas, et chacun doit avoir une charge commune et égale à $\frac{a}{2}$. Quand on a réussi à réaliser cette condition, on coule entre les lames de l'un des condensateurs, c par exemple, la substance que l'on veut essayer (soit de la gomme laque), et on maintient l'air pour former la lame isolante de c' . On charge ce dernier, on le fait toucher par c , et l'épaisseur électrique se réduit de a à une valeur a' , en général plus petite que $\frac{a}{2}$; le rapport des capacités des deux condensateurs est $\frac{a - a'}{a'}$. C'est la valeur du pouvoir inducteur spécifique.

Faraday employait un condensateur sphérique (*fig. 47*) dont l'armature extérieure A était formée de deux calottes; l'une d'elles, munie d'un robinet R , permettait de faire le vide dans l'appareil, tandis que l'autre portait une tubulure par laquelle on introduisait une tige conductrice isolée terminée à son extrémité par le bouton b et soutenant l'armature intérieure B . Faraday coulait entre les deux armatures de l'un de ses condensateurs une couche de matière isolante occupant seulement l'hémisphère inférieur; cette disposition n'introduit pas de difficulté particulière; l'effet de l'isolant se trouve réduit dans un rapport constant, approximativement égal à $\frac{1}{2}$.

Faraday trouva pour tous les gaz un même pouvoir spécifique égal à 1; quant aux solides, ils lui donnèrent des nombres plus grands que l'unité.

Des expériences analogues furent réalisées par Harris avec des condensateurs à plateaux. Voici les résultats obtenus par ces deux physiciens :

Fig. 47.



FARADAY.		HARRIS.	
• Air	1,00	Air	1,00
Spermaceti.....	1,45	Résine.	1,77
Verre.....	1,76	Poix.....	1,80
• Gomme laque.....	2,00	Cire.....	1,86
Soufre.....	2,24	Verre.....	1,90
		Gomme laque.....	1,95

Il faut se garder d'attribuer à ces nombres une valeur absolue, car ils se modifient avec la durée des expériences, par suite de la pénétration plus ou moins profonde des charges. M. Gauguain ⁽¹⁾, qui a fait à cet égard de très nombreuses expériences, a montré, comme on devait s'y attendre, que la capacité apparente du plateau collecteur augmente beaucoup quand on fait croître la durée de charge, et toutes les expériences ultérieures ont conduit aux mêmes conclusions.

MESURES RÉCENTES DES POUVOIRS INDUCTEURS SPÉCIFIQUES. — La seule quantité à laquelle on puisse attribuer un sens précis, le pouvoir inducteur spécifique proprement dit, résultant de la seule polarisation de l'isolant, est la limite vers laquelle tend le pouvoir inducteur spécifique apparent quand on fait tendre vers zéro la durée de la charge. Ne pouvant entrer ici dans le détail de toutes les méthodes qui ont été employées, nous nous bornerons à indiquer celles qui ne donnent prise à aucune objection grave.

M. Boltzmann ⁽²⁾ compare la capacité du condensateur qu'il étudie à celle d'un électromètre très précis. Il charge d'abord l'électromètre à l'aide de 18 éléments Daniell et note son indication a ; il charge ensuite le condensateur, le sépare de la source et le met en communication avec l'électromètre préalablement déchargé. Soient a' la nouvelle indication, E et C les

⁽¹⁾ GAUGUAIN, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. LXIV, p. 174, et 4^e série, t. II, p. 264.

⁽²⁾ BOLTZMANN, *Carl's Repertorium*, t. X, p. 109; *Sitzungsberichte der Wiener Akademie*, t. LVII.

capacités de l'électromètre et du condensateur; on a

$$\frac{a}{a'} = \frac{E + C}{C},$$

$$\frac{E}{C} = \frac{a - a'}{a'}.$$

Chacune des opérations n'exige qu'un temps extrêmement court.

M. Boltzmann employait des condensateurs à plateaux et à lame d'air. Une lame de matière isolante d'épaisseur e , inférieure à la distance d des plateaux, pouvait être interposée pendant la charge. Soit K le pouvoir inducteur spécifique de la lame; elle équivaut à une lame d'air d'épaisseur $\frac{e}{K}$, et par suite la distance réduite des deux plateaux est $d - e + \frac{e}{K}$. Or la capacité d'un condensateur à lame d'air dont les plateaux sont très larges est en raison inverse de leur distance. Le rapport $\frac{C'}{C}$ de la capacité C' du condensateur avec la lame à la capacité C sans la lame a donc pour valeur

$$\frac{C'}{C} = \frac{d}{d - e + \frac{e}{K}},$$

d'où l'on déduit K quand on connaît d et e .

Dans ces expériences la durée de la charge pouvait être réduite à $\frac{1}{120}$ de seconde. On a trouvé que le pouvoir inducteur spécifique apparent est indépendant de la durée de la charge (toujours supposée très-faible) pour les substances parfaitement isolantes, comme la paraffine, le soufre, la résine et l'ébonite; mais il n'en est pas de même pour le verre, la gutta-percha, la stéarine, etc.

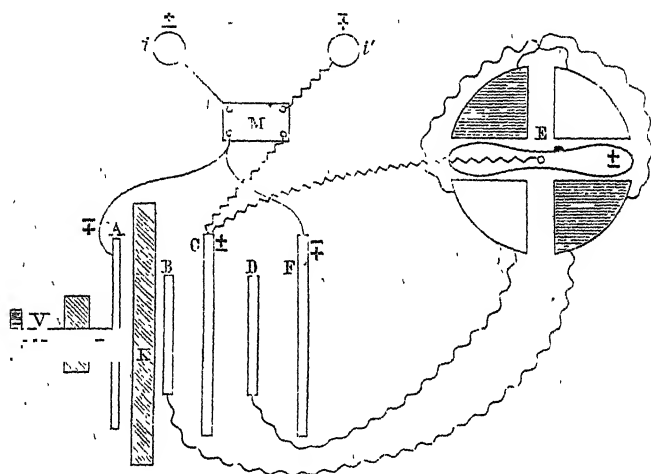
M. Boltzmann ⁽¹⁾ a contrôlé le résultat de ces premières recherches par une seconde méthode, fondée sur le calcul de l'attraction de deux petites sphères, l'une conductrice, l'autre

(1) BOLTZMANN, *Sitzungsberichte der Wiener Akademie*, t. LXVIII, 2^e Partie, p. 81.

isolante : cette attraction dépend évidemment du pouvoir inducteur spécifique; elle est d'ailleurs susceptible de mesure rapide et peut, par conséquent, fournir de bonnes valeurs de la quantité qu'il s'agit de déterminer. Les résultats de cette seconde méthode sont très sensiblement d'accord avec ceux que M. Boltzmann a obtenus à l'aide de la première.

M. Gordon ⁽¹⁾ a mis en œuvre un procédé imaginé par Sir W. Thomson et qui rappelle l'expérience de Faraday signalée ci-dessus (p. 187). Un condensateur ABCDF (fig. 48)

Fig. 48.



est formé de cinq plaques équidistantes, dont trois grandes et deux plus petites. Imaginons que la plaque moyenne C soit mise en relation avec une source d'électricité positive i , les plaques A et F avec une source d'électricité négative i' , enfin B et D avec les deux paires de secteurs d'un électromètre de Thomson E dont l'aiguille communique avec C. Par raison de symétrie, l'électromètre ne doit donner aucune déviation; mais

(¹) *Philosophical transactions*, 1879, p. 417. On consultera avec profit, au sujet de ces expériences et en général au sujet de la mesure du pouvoir inducteur spécifique, le *Traité expérimental d'Électricité et de Magnétisme* de M. Gordon, traduit par M. Raynaud. 2 vol. in-8; Paris, 1881.

si l'on vient à rapprocher le plateau A du plateau B à l'aide de la vis micrométrique V, ou, ce qui revient au même, si l'on interpose entre A et B une lame isolante K, l'équilibre est rompu et l'électromètre dévie.

Pour déterminer le pouvoir inducteur spécifique d'une lame d'épaisseur connue e , il suffit de déterminer de quelle quantité l il faut faire reculer la vis V pour ramener au zéro l'électromètre, quand il a été dévié par l'introduction de la lame isolante. En désignant par K le pouvoir inducteur spécifique, on a $\frac{e}{K} = l$, d'où l'on tire K.

Pour réduire au minimum la durée de la charge, M. Gordon a eu l'idée de prendre comme sources i et i' les deux pôles d'une bobine d'induction dont les tensions changent de signe un très grand nombre de fois par seconde (¹). Le sens de la déviation de l'aiguille de l'électromètre ne dépend pas du sens de la charge du système ACF; par suite, on observera toujours une déviation tant que la compensation ne sera pas rigoureuse, et la pénétration des charges à travers l'isolant sera absolument évitée, puisqu'on peut réduire la durée qui sépare deux inversions à $\frac{1}{20000}$ de seconde.

Le Tableau suivant résume les résultats des principales expériences à courte durée :

(¹) Dans la fig. 48, M représente un commutateur qui permet de renverser toutes les communications pour vérifier les mesures. Les signes marqués sur la figure supposant le commutateur tourné de telle sorte que A et F communiquent avec i' et C avec i .

SUBSTANCE.	POUVOIR spécifique.	NOM de l'expérimentateur	MOYENNE
Verre.....	3,343	Gordon.	3,343
	1,977	Gibson et Barclay (¹).	
Paraffine.....	2,32	Boltzmann.	2,062
	1,96	Wüllner (¹).	
	1,9936	Gordon.	
	2,24	Faraday.	
Soufre.....	3,87	Boltzmann.	2,927
	2,83 à 3,21	Wüllner.	
	2,58	Gordon.	
	2,00	Faraday.	
Gomme laque.....	2,95 à 3,73	Wüllner.	2,693
	2,74	Gordon.	
Résine.....	2,515	Boltzmann.	2,515
	3,315	Boltzmann.	
Ébonite.....	2,51	Wüllner.	2,703
	2,284	Gordon.	
Gomme noire.....	2,22	Gordon.	2,22
élastique } vulcanisée...	2,497	Gordon.	2,497
Gutta-percha.....	2,462	Gordon.	2,462
Composé de Chatterton.	2,547	Gordon.	2,547

On remarquera que les nombres fournis par divers expérimentateurs diffèrent en général beaucoup, ce qu'il faut certainement attribuer moins à l'imperfection des méthodes qu'à la variabilité du pouvoir inducteur spécifique. Les corps qui isolent le mieux sont souvent très-mal définis au point de vue chimique, soit que, comme le soufre, ils se présentent sous un grand nombre d'états allotropiques toujours plus ou moins mêlés dans les échantillons que l'on étudie, soit que, comme la gutta-percha ou l'ébonite, ils aient été soumis à une préparation chimique et mécanique variable d'un échantillon à un autre.

On possède peu de mesures du pouvoir inducteur spéci-

(¹) *Philosophical transactions*, 1871, p. 573..

(²) *Sitzungsberichte der Königl. Bayer. Ak.*, 1877, p. 1.

fique des liquides. Les nombres suivants ont été obtenus par M. Silow ⁽¹⁾ :

Benzol cristallisable.....	2,198
Essence de térébenthine..	2,153 à 2,169
Pétrole.....	2,054
Sulfure de carbone (Gordon)...	1,81

POUVOIR INDUCTEUR SPÉCIFIQUE DES GAZ. — La mesure du pouvoir inducteur spécifique des gaz offre des difficultés particulières, à cause de la petitesse de l'effet à mesurer. C'est pourquoi les anciens expérimentateurs et Faraday lui-même ont trouvé (p. 89) que tous les gaz ont un même pouvoir spécifique égal à l'unité. Pour constater entre eux quelque différence, il faut avoir recours à des procédés d'une délicatesse extrême. Voici celui qui a été employé par M. Boltzmann ⁽²⁾ :

L'une des armatures A d'un condensateur à lame de gaz est chargée par 300 éléments Daniell; l'armature B est au sol; on isole B et on le met en communication avec un électromètre très sensible; on ajoute alors un élément à la pile, et l'on observe une déviation β de l'électromètre, dont la grandeur et le signe sont les mêmes que si, laissant constante la différence de potentiel des armatures, on avait augmenté de $\frac{1}{300}$ la capacité du condensateur. On mesure donc indirectement celle-ci. Cela fait, on met pendant un instant l'armature B et l'électromètre au sol, puis on les isole de nouveau en les laissant en communication, et l'on fait le vide dans une cloche enfermant le condensateur; on observe une déviation $-\alpha$ de l'électromètre, indiquant cette fois que la capacité du condensateur a diminué par la raréfaction de l'air. Soient D_1 le pouvoir inducteur spécifique du gaz dilué, D celui du même gaz à la pression normale; la capacité du condensateur a diminué d'une fraction $\frac{\alpha}{300\beta}$ de sa valeur primitive; on a donc

$$D_1 = D \left(1 - \frac{\alpha}{300\beta} \right),$$

⁽¹⁾ SILOW, *Pogg. Ann.*, CLVI, p. 389; 1875.

⁽²⁾ BOLTZMANN, *Sitzungsberichte der Wiener Akademie*, t. LXIX, 2^e Partie, p. 795.

ou sensiblement

$$\frac{D}{D_1} = 1 + \frac{\alpha}{300\beta}.$$

On vérifie par des expériences de ce genre que l'excès du pouvoir inducteur spécifique d'un même gaz sur l'unité est proportionnel à la pression, c'est-à-dire à la densité du gaz, et l'on calcule ensuite sans peine la valeur du pouvoir inducteur spécifique rapporté à la pression normale. M. Boltzmann a trouvé ainsi les valeurs consignées dans le Tableau suivant; nous y joignons celles que MM. Ayrton et Perry ⁽¹⁾ ont obtenues par une méthode différente, pour laquelle nous renverrons le lecteur aux sources originales :

NATURE DU GAZ.	POUVOIR INDUCTEUR SPÉCIFIQUE (le pouvoir inducteur spécifique de l'air est pris pour unité)	
	d'après M. Boltzmann	d'après MM Ayrton et Perry.
Acide carbonique.....	1,000356	1,0008
Hydrogène.....	0,999674	0,9998
Oxyde de carbone.....	1,000100	»
Protoxyde d'azote.....	1,000394	»
Bicarbure d'hydrogène.....	1,000722	»
Protocarbure d'hydrogène.....	1,000354	»
Gaz d'éclairage.....	»	1,0004
Acide sulfureux.....	»	1,0037
Vide.....	0,999410	0,9985

Ces nombres sont très peu différents de l'unité; mais on remarquera que la densité normale de l'air est 773 fois plus faible que celle de l'eau. Imaginons que la proportionnalité de l'excès du pouvoir inducteur spécifique à la densité se maintienne jusqu'à une pression telle que l'air ait la densité de l'eau : son pouvoir inducteur serait alors 1,456, c'est-à-dire

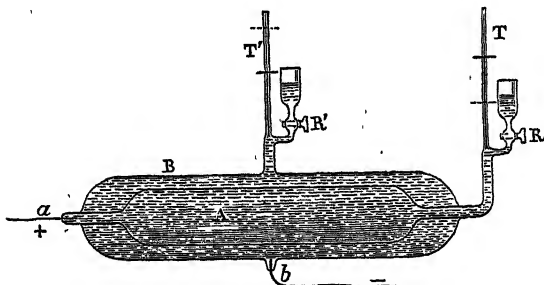
(1) AYRTON et PERRY, Mémoire lu devant la Société asiatique du Japon, le 18 avril 1877.

de même ordre de grandeur que ceux des solides et des liquides.

CHANGEMENT DE VOLUME ACCOMPAGNANT L'ÉLECTRISATION DES ISOLANTS. — Volta ⁽¹⁾ avait, paraît-il, observé que le volume intérieur d'une bouteille de Leyde augmente quand on la charge. Le même phénomène a été signalé par M. Govi ⁽²⁾ pour une bouteille de Leyde remplie de divers liquides, mais il ne put l'observer quand le liquide est du mercure. Enfin, M. Duter ⁽³⁾ a montré que l'augmentation de capacité est indépendante de la nature du liquide et que la pression des électricités inverses répandues sur les deux armatures de la bouteille ne suffit pas à expliquer la variation de volume observée. Il faut donc chercher la principale cause du phénomène dans une variation de volume de l'isolant par l'électrification.

L'appareil imaginé par M. Duter (*fig. 49*) est une bouteille de Leyde cylindrique A, enfermée dans un cylindre B de

Fig. 49.



capacité plus grande. A et B communiquent à l'extérieur par des tubes T, T' terminés par des tiges capillaires et munis chacun d'un tube latéral à entonnoir et à robinet, servant au remplissage. Des fils de platine a et b plongent dans le

(¹) VOLTA, *Lettere inedite*, p. 15. Pesaro; 1834.

(²) GOVI, *Nuovo cimento*, XXI et XXII; *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXVII, p. 857; 1878.

(³) DUTER, *Journal de Physique*, t. VIII, p. 82.

liquide intérieur et dans le liquide extérieur, et sont mis en relation l'un avec une machine électrique, l'autre avec le sol : de la sorte, les liquides forment les deux armatures de la bouteille A. Cela posé, on observe que, quand la bouteille se charge, le liquide baisse lentement dans le tube intérieur T et monte dans l'autre d'une quantité sensiblement égale. Quand on décharge la bouteille, le mouvement inverse se produit brusquement, et, si l'on fait abstraction d'une légère différence tenant principalement à l'effet de la charge résiduelle, les liquides reviennent à leurs niveaux primitifs.

La pression électrique ne suffit pas, d'après M. Duter, à rendre compte du phénomène. Considérons, par exemple, une bouteille de Leyde sphérique, de rayon intérieur R et d'épaisseur e , dont l'armature intérieure est portée au potentiel V, l'armature extérieure au potentiel zéro, et dont la lame isolante a pour pouvoir inducteur spécifique K. Les deux armatures portent des charges égales et contraires dont la valeur est (formule 4, p. 160).

$$M = \frac{KR(R+e)}{e} V;$$

les densités ρ et ρ' sur l'armature intérieure et l'armature extérieure sont

$$\rho = \frac{M}{4\pi R^2} = \frac{K(R+e)}{4\pi R e} V, \quad \rho' = \frac{M}{4\pi(R+e)^2} = \frac{KR}{4\pi(K+e)e} V;$$

enfin, les pressions ou tensions électriques P et P' correspondantes sont (formule 23, p. 91)

$$P = 2\pi\rho^2 = \frac{K^2(R+e)^2}{8\pi R^2 e^2} V^2, \quad P' = 2\pi\rho'^2 = \frac{K^2 R^2}{8\pi(R+e)^2 e^2} V^2;$$

celles-ci doivent [d'après les formules connues relatives à la variation de volume d'une sphère creuse soumise sur ses deux surfaces à des pressions inégales ⁽²⁾, et en désignant par α le coefficient de compressibilité de l'isolant], produire une aug-

(¹) Voir *Physique moléculaire*, t. I, 2^e fascicule, p. 163.

mentation proportionnelle de volume

$$\Omega = 3\alpha \frac{[PR^3 - P'(R+e)^3](1-2\mu) - \frac{1}{2}(P-P')(R+e)^3(1+\mu)}{(R+e)^3 - R^3}.$$

Faisons dans cette formule $\mu = \frac{1}{3}$, et remplaçons P et P' par leurs valeurs, il vient

$$\Omega = \frac{\alpha K^2 V^2 (R+e)}{8\pi R^2 e^2} \frac{9eR^3 + 12e^2 R^2 + 8e^3 R + e^4}{3eR^2 + 3e^2 R + e^3},$$

ou approximativement

$$\Omega = \frac{3\alpha K^2 V^2}{8\pi e^2}$$

aux quantités près d'un ordre de grandeur négligeable.

Or M. Duter a réalisé des mesures sur des bouteilles de Leyde sphériques, d'épaisseur connue; il a déterminé, à l'aide d'un micromètre à étincelles, la différence de potentiel V des armatures, et constaté que la variation de volume Ω est proportionnelle au carré de V, mais en raison inverse de la simple épaisseur de la lame isolante, et non du carré de cette épaisseur, comme l'indiquait le calcul des pressions. Au reste, en substituant à α , K, V, e leurs valeurs absolues dans l'expression de Ω , il a trouvé, pour les bouteilles qu'il employait, des variations de volume au plus égales à la sixième partie de la variation observée. Nous ajoutons que la loi de la raison inverse de l'épaisseur a été retrouvée expérimentalement par M. Righi ⁽¹⁾ à l'aide d'une méthode très différente de celle de M. Duter. L'explication du phénomène par la pression électrique est donc au moins insuffisante.

Nous verrons par la suite que la polarisation des isolants entraîne des variations de leurs propriétés optiques. Par exemple, M. Kerr ⁽²⁾ a découvert qu'un liquide placé entre

⁽¹⁾ RIGHI, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXVIII, p. 1262, et *Journal de Physique*, t. IX.

⁽²⁾ KERR, *Philosophical Magazine*, 4^e série, t. IX, p. 337 et 446; 5^e série, t. VIII, p. 85, et t. IX, p. 157; ou *Journal de Physique*, t. IV, p. 376; t. V, p. 98; t. VIII, p. 414, et t. IX, p. 255.

deux boules conductrices électrisées en sens contraire devient biréfringent. Il doit y avoir une liaison étroite entre le phénomène de M. Kerr et la variation de volume des isolants indiquée par l'expérience de M. Duter : nous verrons en effet que la compression exercée dans un seul sens produit la biréfringence des milieux transparents sur lesquels elle s'exerce.

CHAPITRE X.

ÉLECTROMÉTRIE.

Pendules électriques. — Électroscopes à balles et à feuilles d'or. — Électroscopes condensateurs. — Électroscopes à piles sèches. — Électromètre de Hankel.

Méthodes électrométriques de Coulomb. — Électromètre absolu de sir W. Thomson. — Électromètre portatif et électromètre à longue échelle de sir W. Thomson. — Électromètre à quadrants.

Dans ce qui précède nous avons fait un fréquent usage d'appareils de mesure que nous avons supposés connus, au moins d'une manière générale, mais dont il nous reste à faire la description exacte et la théorie.

Pour constater l'existence de forces électriques et en mesurer la grandeur, on les oppose à des forces d'une autre espèce, comme la pesanteur ou la torsion de fils métalliques; les dispositions employées pour cela sont susceptibles de variations infinies; nous ne nous proposons de faire connaître ici que les électroscopes les plus répandus et les plus commodes, renvoyant aux Traités spéciaux pour les appareils d'un usage plus limité ou d'un intérêt purement historique.

PENDULES ÉLECTRIQUES. — Le pendule électrique est le plus simple des électromètres, mais il est aussi le moins sensible de tous. Pour relever la boule du pendule de A en B (*fig. 50*), la force électrique, supposée horizontale, doit vaincre la composante $p \sin \alpha$ du poids de la boule.

Le pendule n'est guère employé que pour mesurer des forces électriques considérables; c'est ainsi que le pendule de Henley (*fig. 51*) accompagne toutes les machines électriques. La ré-

pulsion qui s'exerce entre la tige conductrice et la boule de ce dernier instrument augmente avec la densité électrique, et par conséquent avec le potentiel du conducteur de la machine,

Fig. 50.

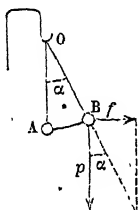
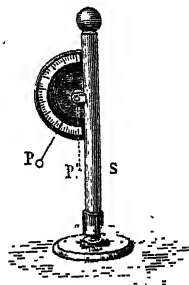


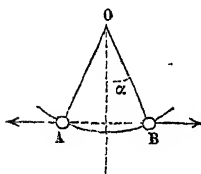
Fig. 51.



d'après une loi compliquée qu'il est inutile de connaître. L'électromètre de Henley ne sert qu'à vérifier si, dans deux expériences successives, on a porté la machine à des potentiels égaux.

ÉLECTROSCOPES A BALLES ET A FEUILLES D'OR. — Au lieu d'un

Fig. 52.



pendule unique, on peut employer un double pendule à cadran, formé de deux sphères égales et isolées (fig. 52). Quand on le charge à l'aide d'un conducteur électrisé, les deux boules se repoussent et s'écartent d'un angle 2α . Soient m la charge de chacune des boules, l la longueur du fil; la force répulsive F est

$$F = p \sin \alpha = \frac{m^2}{4l^2 \sin^2 \alpha},$$

d'où

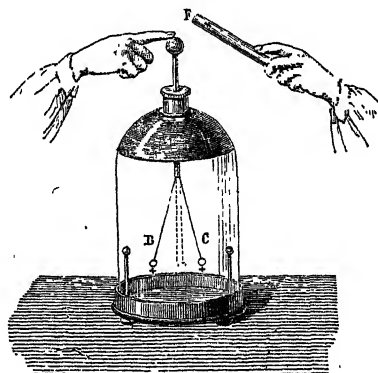
$$m = 2l\sqrt{p \sin^3 \alpha};$$

la charge électrique des boules est proportionnelle à la puissance $\frac{3}{2}$ du sinus de l'angle d'écart.

Le double pendule est l'organe essentiel des électroscopes ordinaires. Que l'on conçoive une cloche de verre portée sur

un plateau métallique communiquant avec le sol (*fig. 53*) et, dans la tubulure de cette cloche, une tige terminée extérieurement par un bouton et qui soutient à l'intérieur ou deux fils de lin, comme dans l'électroscope de l'abbé Nollet, ou deux boules immobiles de sureau qu'employait Cavallo, ou deux petits brins de paille très-minces dont se servit Volta, ou enfin deux petites bandes d'or B, C, découpées dans une feuille à dorure, par lesquelles Bonnet remplaça ces divers systèmes, et l'on aura la description complète des électromètres à fils, à boules,

Fig. 53.



à pailles et à lames d'or que les électriciens ont tour à tour construits. On n'emploie plus aujourd'hui que le dernier, et, pour lui donner le degré d'exactitude dont il est susceptible, il ne reste plus qu'à vernir à la gomme laque le haut de la cloche, à sécher l'intérieur avec de la chaux vive qu'on y laisse en permanence, et enfin à fixer sur la base, vis-à-vis des lames d'or, deux petites colonnes métalliques qui sont reliées au sol et dont l'usage va être expliqué.

On voit tout de suite que la cloche est un support isolant, que de plus elle maintient l'air intérieur dans un état permanent de siccité, et qu'enfin elle prévient toutes les agitations anormales de l'appareil. Toutes les fois qu'on électrisera le bouton extérieur, les lames divergeront, et les deux colonnes métalliques augmenteront la divergence en déterminant par

influence une accumulation électrique sur elles-mêmes et sur les lames.

Ce n'est pas par contact que l'on charge cet appareil, c'est par influence. On approche un bâton de verre électrisé F; il attire le fluide négatif et repousse le positif dans les lames qui s'écartent. Si à ce moment on touche le bouton avec le doigt, on fait écouler l'électricité positive, les lames se rapprochent et il ne reste que l'électricité négative sur le bouton. Après cela, on enlève d'abord le doigt, ce qui rétablit l'isolement, ensuite le bâton, ce qui rend libre l'électricité accumulée sur le bouton, et l'on voit les lames redevenir et demeurer divergentes : elles sont chargées négativement.

Maintenant approchons du bouton un corps chargé négativement, il repoussera l'électricité sur les lames et augmentera leur divergence; amenons un corps électrisé positivement, il fera le contraire et les rapprochera. On reconnaîtra donc que le corps approché est positif ou négatif quand l'écartement primitif des lames diminuera ou augmentera.

Il faut, toutefois, faire observer que de ces deux effets un seul est concluant, c'est l'écartement, et que le rapprochement des lames a lieu sans que le corps extérieur soit chargé, car, si nous approchons la main du bouton, il y a une action d'influence qui amène sur la main de l'électricité positive et une réaction de celle-ci qui attire une partie de l'électricité des lames sur le bouton de l'électroscope. Par conséquent, un corps à l'état naturel diminue l'écart des lames, et, quand on observe cet effet, on ne peut conclure l'existence d'électricité libre dans le corps approché.

Quand le rapprochement des lames est produit par un corps électrisé positivement, il peut le plus souvent se transformer en une divergence. Présentons, en effet, à l'appareil un bâton de verre frotté, il fera converger les lames d'abord; en l'approchant davantage, il les amènera au contact, et en continuant encore, l'influence augmentant toujours, les lames se chargeront positivement et s'écarteront de nouveau. Les mêmes phénomènes se verront en sens inverse, si ensuite on retire lentement le bâton, c'est-à-dire que les pailles se rapprocheront jusqu'à se toucher et se relèveront ensuite. Or, quand

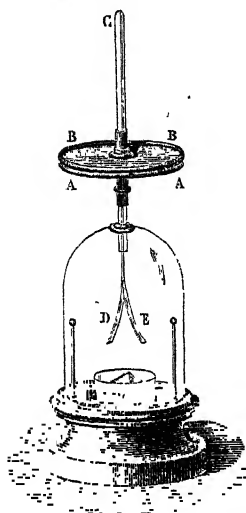
on examine un corps chargé positivement, il n'est pas toujours facile de saisir le premier effet, le rapprochement, qui seul permet de reconnaître si l'électricité de ce corps est positive, et souvent on n'aperçoit que le second, l'écartement, ce qui induit en erreur. Pour détruire toute incertitude, il faudra toujours faire deux épreuves après avoir chargé l'électroscope d'abord positivement, ensuite négativement.

Divers expérimentateurs ont cherché à transformer l'électroscope à feuilles d'or en électromètre, c'est-à-dire qu'ils ont voulu l'employer, non plus seulement à constater le signe de l'électrisation d'un corps, mais encore à réaliser à ce sujet des mesures précises. Si l'on veut étendre jusque-là l'usage de l'électroscope, il est indispensable de remplacer la cloche qui l'enferme par une cage de glaces, afin d'annuler les erreurs de réfraction, d'appliquer derrière les pailles un cadran divisé et de les observer par un trou fixe ou avec une lunette placée en avant. Quant à la graduation, voici comment de Saussure la faisait : il chargeait l'appareil et mesurait l'écart des feuilles, ensuite il touchait le bouton avec un instrument tout semblable qui enlevait au premier la moitié de son électricité, et le nouvel écartement correspondait à une charge de l'électroscope moitié de la première. Après avoir répété plusieurs fois de suite les mêmes contacts et les mêmes mesures, on construisait une courbe dont les abscisses représentaient les déviations et les ordonnées les charges. On trouve ainsi que, tant que l'écart ne dépasse pas 30° , cet écart est proportionnel à la charge. Même après cette graduation, il est évident que l'électromètre ne mesurera que sa propre charge, et que, pour pouvoir tirer une conclusion certaine relativement à l'état du corps électrisé, on devra mettre ce dernier en communication lointaine avec l'électroscope, de façon à annuler l'influence de l'un sur l'autre; les charges de l'électroscope seront alors proportionnelles au potentiel commun aux deux corps et pourront servir à le mesurer.

Ce potentiel final ne pourra, d'ailleurs, être pris pour le potentiel primitif du corps étudié que si celui-ci fonctionne comme une source constante ou si la capacité de l'électroscope est négligeable par rapport à la sienne.

ÉLECTROSCOPES CONDENSATEURS. — Quand on veut reconnaître l'existence de sources d'électricité trop faibles pour communiquer une charge appréciable à l'électroscope à feuilles d'or,

Fig. 54.



on peut avoir recours à l'électroscope condensateur imaginé par Velta ⁽¹⁾. C'est la réunion d'un électroscope ordinaire et d'un condensateur à plateaux. La tige supportant les feuilles d'or se termine (fig. 54) par un premier plateau A, nu à sa partie inférieure, verni à sa face supérieure; le second plateau B, muni d'un manche isolant, est nu à sa face supérieure et verni à sa face inférieure. Mettons le plateau A en communication avec une source faible et le plateau B en communication avec le sol. Soit F la force condensante du système AB qui dans ces appareils est extrêmement considérable ⁽²⁾. La charge reçue par A

sera à celle que la source lui communiquerait directement dans un rapport précisément égal à F.

Si l'on supprime les communications, qu'on enlève ensuite le plateau B, la charge de A se distribue d'après les lois ordinaires et produit une déviation appréciable des feuilles d'or.

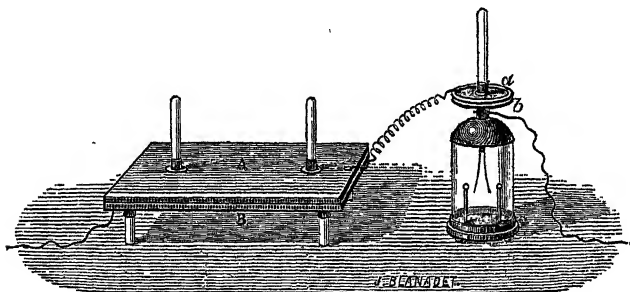
M. Gaugain a encore accru la sensibilité de l'électroscope condensateur par la disposition suivante. Le plateau collecteur *a* de l'électroscope est de petites dimensions (fig. 55) et communique avec le plateau collecteur A d'un condensateur à très-large surface. On charge à la fois les deux condensateurs par la source dont on veut mesurer le potentiel V, puis on éloigne celle-ci et on soulève le plateau A : si ce plateau était seul, son potentiel augmenterait, par cette opération, dans un rapport égal à la force condensante F du condensateur AB; mais il communique au plateau *a*, dont le potentiel est égal

(1) *Annales de Chimie et de Physique*, 1^{re} série, t. XL, p. 241.

(2) Elle était égale à 120 dans l'un des électroscopes employés par Volta.

à V : Il va donc s'écouler de l'électricité de A sur a , et la charge de ce dernier se trouvera augmentée dans un rapport F' d'autant plus considérable que la capacité du plateau A est plus grande et celle de a plus faible. A la limite, c'est-à-dire si le rapport des deux capacités était infini, la charge de a augmenterait justement dans le rapport F . Il ne reste plus qu'à supprimer la communication de b avec le sol, celle des plateaux A , a entre eux et à enlever le plateau a . Soit f la force condensante du condensateur ab ; la divergence des feuilles correspond à

Fig. 54.



un potentiel $F'fV$ de l'un des plateaux ; elle est d'autant plus considérable que le coefficient F' est plus voisin de F , c'est-à-dire que les plateaux du condensateur AB sont plus grands.

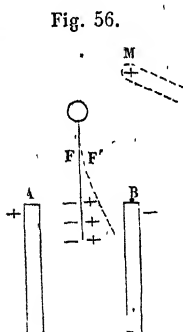
L'usage de ces dispositions serait tout à fait illusoire si l'on voulait reconnaître par leur moyen l'existence d'une faible charge sur un corps de petite capacité et qui ne serait point une source électrique. Dans ce cas, le meilleur électroscope sera celui dont la capacité sera la plus faible, parce que, enlevant moins d'électricité au corps étudié, il lui laissera un potentiel plus élevé.

ÉLECTROSCOPES À PILES SÈCHES. — L'électroscope à feuilles d'or exige deux observations faites en chargeant l'électroscope en sens contraire. Les appareils qui suivent n'en exigent qu'une seule.

Behrens ⁽¹⁾ imagina de suspendre une feuille d'or F entre

(¹) *Gilbert's Annalen der Physik*, t. XXIII, p. 25.

les pôles opposés A et B de deux piles sèches (fig. 56) : sous l'influence des deux pôles la feuille d'or se charge négativement sur la face qui regarde A, positivement sur la face opposée, et les forces électriques auxquelles



elle est soumise agissant avec une égale intensité sur les charges égales et contraires de la feuille, elle demeure en équilibre. Mais si l'on vient à approcher du bouton de l'électroscope un corps chargé positivement, par exemple, un excès d'électricité positive sera repoussé dans la feuille d'or, qui s'inclinera aussitôt vers B; elle s'inclinerait vers A par un corps chargé négativement. Un corps à l'état neutre ne produit aucun effet sensible.

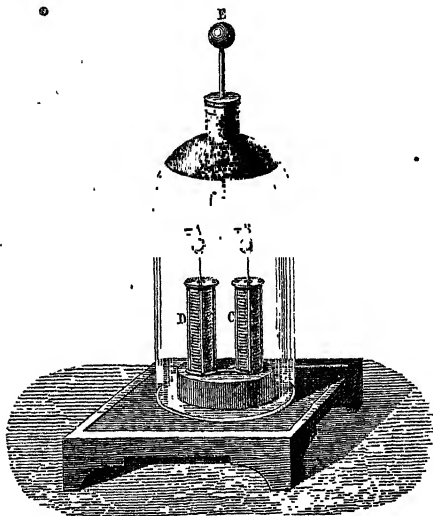
Quand il s'agit de corps conducteurs et dont le potentiel est très-faible, on peut les mettre en communication métallique avec le bouton de l'électroscope, et alors; quand le potentiel est positif, la feuille d'or s'incline vers B; elle s'incline vers A quand il est négatif.

Les piles sèches que l'on emploie habituellement sont du système de Zamboni ⁽¹⁾. On prend une feuille de papier revêtue d'étain sur une de ses faces, et sur la face opposée d'une couche mince de bioxyde de manganèse; on découpe cette feuille en rondelles que l'on superpose, toujours dans le même ordre, de façon que l'étain de chacune d'elles soit en contact avec le bioxyde de manganèse de la suivante. On termine la pile par deux lames métalliques; on serre le tout par un lien isolant et on noie la surface extérieure de la colonne sous une couche épaisse de gomme laque. L'appareil ainsi formé jouit des propriétés ordinaires des piles (voir t. IV). Les plaques métalliques extrêmes sont à des potentiels égaux et contraires, et d'autant plus élevés que le nombre des rondelles est plus considérable. Quand une telle pile est isolée, elle conserve indéfiniment sa charge: on en a vu produire des effets énergiques cinquante ans après leur construction.

(¹) *Giornale di Fisica, Chimica, etc.*, publié par Brugnatelli, 1812 et 1813

D'après Bohnenberger ⁽¹⁾ on dispose les deux piles sèches C et D à la place des colonnes de l'électroscope à feuille d'or, et on les met en communication métallique par leur partie in-

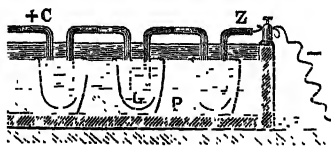
Fig. 57.



férieure (fig. 57). Les plaques métalliques supérieures se terminent par les boutons A et B, entre lesquels est suspendue la feuille d'or.

ÉLECTROMÈTRE DE HANKEL ⁽²⁾. — Au lieu d'une pile sèche on peut se servir des deux pôles d'une pile de Volta d'un grand

Fig. 58.



nombre d'éléments. On construit cette pile (fig. 58) à l'aide

⁽¹⁾ *Annales de Chimie et de Physique*, 2^e série, t. XVI, p. 91.

⁽²⁾ HANKEL, *Pogg. Ann.*, t. CIII, p. 209; 1858.

J. et B., *Électricité statique*. — I. 3^e fasc.

procher à volonté, de manière à modifier la sensibilité de l'instrument. Un microscope L à échelle divisée permet de reconnaître et de comparer entre elles les plus petites déviations de la feuille; un commutateur sert à intervertir à volonté les communications de la pile et par suite le sens de la déviation : on obtient ainsi une très-bonne mesure par un couple d'observations.

Pour graduer l'électromètre de Hankel, on charge la feuille d'or par le pôle positif d'une pile constante dont on fait varier le nombre d'éléments ⁽¹⁾ et dont le pôle négatif est au sol. On constate que, dans des limites assez étendues, la déviation de la feuille d'or est proportionnelle à son potentiel; au delà, les déviations croissent plus rapidement. Un potentiel égal à la millièrne partie de celui du pôle positif d'un élément Daniell dont le pôle négatif est au sol suffit à produire une déviation appréciable de la feuille.

M. Righi ⁽²⁾ a adapté à l'électroscope à piles sèches une disposition analogue à celle de l'électromètre de Hankel.

MÉTHODES ÉLECTROMÉTRIQUES DE COULOMB. — Coulomb a employé deux méthodes de mesures électrométriques que nous avons décrites précédemment, la méthode de la balance et celle des oscillations. L'une et l'autre pourraient être employées à la mesure absolue des potentiels.

1° *Balance de Coulomb.* — Pour mesurer au moyen de la balance le potentiel V d'une source constante d'électricité, on commencera par déterminer en milligrammes la force qu'il faut appliquer à l'extrémité du levier mobile de la balance pour tordre le fil d'un certain angle. On remplacera le disque de clinquant par une boule égale à la boule fixe, puis on chargera séparément les deux boules en les mettant en relation avec la source : elles prendront des charges m égales. Il faut que leur distance d soit assez grande, par rapport à leur rayon r , pour

(¹) Nous verrons plus tard (t. IV) comment on peut disposer l'appareil pour produire, à l'aide d'un élément Daniell par exemple, des potentiels de la feuille d'or aussi faibles que l'on voudra.

(²) RIGHI, *Journal de Physique*, t. IV, p. 275; 1875.

que l'influence qu'elles exercent l'une sur l'autre soit absolument négligeable.

La force répulsive des deux boules, mesurée en unités absolues, a pour expression

$$F = \frac{m^2}{d^2}.$$

D'ailleurs le potentiel V de la source est égal à $\frac{m}{r}$, et l'on a par conséquent

$$F = \frac{m^2}{r^2} \frac{r^2}{d^2} = V^2 \frac{r^2}{d^2}, \quad V = \frac{d}{r} \sqrt{F}.$$

On peut, par exemple, maintenir, par une torsion convenable du fil, les deux boules à une distance invariable d . Alors les potentiels seront entre eux comme les racines carrées des angles de torsion.

Si l'on ne se propose d'effectuer que des mesures relatives, on pourra remplacer la boule mobile par le disque de clinquant ordinaire ou par tout autre petit conducteur de capacité c arbitraire; la charge m' de ce conducteur sera $m' = cV$, et par suite on aura

$$V = \frac{d}{\sqrt{cr}} \sqrt{F};$$

V sera toujours proportionnel à la racine carrée de F .

Le défaut de la balance de Coulomb, c'est de se prêter malaisément à une mesure précise de la distance d des boules, et, comme d est nécessairement assez grand, les forces mesurées F ne sont notables que pour des valeurs considérables du potentiel V .

2° *Méthode des oscillations.* — On pourrait encore effectuer des mesures absolues en employant la deuxième méthode de Coulomb, la méthode des oscillations. Il suffirait de faire osciller une petite sphère, chargée au moyen de la source au potentiel V que l'on veut déterminer, à une distance d assez grande d'une grosse boule électrisée. Pour qu'il y ait attraction, il faut que la boule fixe soit maintenue à un potentiel connu de signe contraire à celui de la source dont nous désignerons

par V_0 la valeur absolue. Soient R et r les deux rayons; on aurait

$$V = -F \frac{d^2}{RrV_0}.$$

La valeur absolue de la force F serait calculée à la manière ordinaire, d'après la durée de l'oscillation et la valeur du moment d'inertie du système oscillant.

Dans le cas actuel, la distance d est mieux connue que pour la balance, et les mêmes simplifications se présentent quand on ne veut effectuer que des mesures relatives; mais il est nécessaire de disposer d'une source à potentiel V_0 invariable, et la méthode manque toujours de précision quand les potentiels à mesurer sont peu considérables.

ÉLECTROMÈTRE ABSOLU DE SIR W. THOMSON ⁽¹⁾. — Pour mesurer en unités absolues des potentiels très-faibles, Sir W. Thomson a créé une balance à très-petite distance, formée de deux plateaux conducteurs voisins A et B, dont l'un A est à un potentiel fixe V_0 , tandis que l'autre B est mis en relation avec la source dont on veut mesurer le potentiel V . Les deux plateaux, supposés indéfinis, constituent deux surfaces de niveau planes et parallèles; ils sont revêtus de couches électriques de densités ρ , $-\rho$, égales et de signes contraires, et constantes dans toute l'étendue d'un même plateau, de telle sorte que les charges de A et de B, rapportées à l'unité de surface, sont elles-mêmes égales et de signes contraires.

Pourvu que la distance D des deux plateaux soit suffisamment petite, la densité ρ est donnée par la relation

$$(1) \quad \frac{V - V_0}{D} = -4\pi\rho.$$

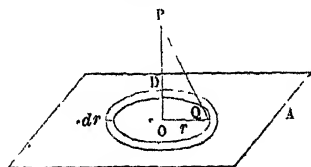
En effet, le second membre de cette équation (1) représente rigoureusement la force exercée en un point situé dans l'intervalle des deux plateaux et très-voisin de la surface supérieure de A; quant au premier membre, il représente aussi

(1) Thomson, *Reprint of papers on electrostatics and magnetism*, p. 287; London, 1872.

cette quantité, mais seulement à la limite, quand les deux plateaux peuvent être considérés comme des surfaces de niveau infiniment voisines.

Nous nous proposons de calculer l'attraction F exercée par le plateau A, supposé indéfini, sur une portion de surface de B égale à S . Pour cela nous chercherons d'abord l'action exercée par le plateau A sur l'unité d'électricité de nom contraire placée en un point P du second plateau (fig. 61).

Fig. 61.



Abaissons du point P la perpendiculaire PO sur le plateau A et décomposons la surface de celui-ci en zones annulaires ayant pour centre le point O. La zone comprise entre les circonférences de rayons r et $r + dr$ a pour surface $2\pi r dr$, contient une quantité d'électricité $2\pi r dr \cdot \rho$, agissant à une distance $PQ = \sqrt{D^2 + r^2}$, et exerce une action $d\varphi$ qui est dirigée suivant PO, par raison de symétrie :

$$d\varphi = 2\pi r dr \cdot \rho \frac{1}{D^2 + r^2} \frac{D}{\sqrt{D^2 + r^2}} = 2\pi\rho D \frac{r dr}{(D^2 + r^2)^{\frac{3}{2}}}.$$

Pour obtenir l'action totale φ , il faut ajouter l'action de toutes les zones, c'est-à-dire intégrer l'expression précédente entre les limites $r = 0$ et $r = \infty$:

$$\varphi = 2\pi\rho D \int_0^\infty (D^2 + r^2)^{-\frac{3}{2}} r dr.$$

La valeur de l'intégrale est $\frac{1}{D}$, et par suite

$$\varphi = 2\pi\rho.$$

Il suffit actuellement de remarquer que la charge portée par la surface S , appartenant au plateau supérieur, est égale, en valeur absolue, à ρS . La force attractive F à laquelle cette surface est soumise est donc, en tenant compte de la valeur de ρ

donnée par l'équation (1),

$$(2) \quad F = 2\pi\rho \cdot \rho S = \frac{S}{8\pi} \left(\frac{V - V_0}{D} \right)^2.$$

Si l'on parvient à mesurer F , on aura la différence des potentiels $V - V_0$:

$$(3) \quad V - V_0 = D \sqrt{\frac{8\pi F}{S}}.$$

Comme on peut rendre très-petite la distance D , et par suite le rapport $\frac{D}{\sqrt{S}}$, on mesurera, par des forces attractives F considérables, de très-faibles différences de potentiel. Mais cette mesure exige pour être précise :

1° Que l'on ait recours à une disposition supprimant l'irrégularité de distribution au voisinage des bords du plateau attiré, car nous avons supposé la densité ρ rigoureusement constante en tous ses points ;

2° Que l'on dispose d'une source dont le potentiel V_0 doit se maintenir absolument invariable, car, comme ρ est nul avec $V - V_0$, on est obligé, par la nature même de l'appareil, d'avoir recours à une source autre que celle dont on veut mesurer le potentiel V ;

3° Enfin que l'on mesure D avec une entière précision, puisque la moindre erreur sur la valeur de cet élément entraîne une erreur considérable sur celle de $V - V_0$.

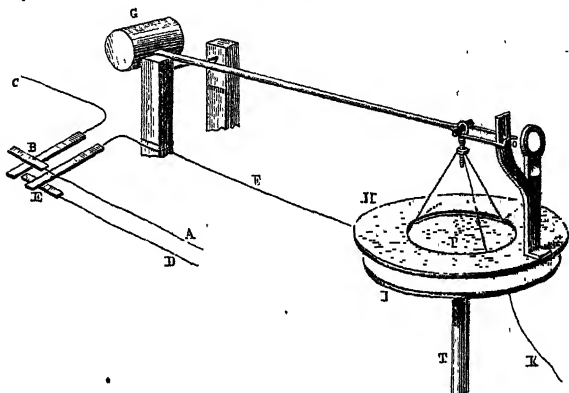
De la nécessité de remplir rigoureusement ces trois conditions résulte une assez grande complication de l'électromètre absolu, amplement rachetée, il est vrai, par son excessive exactitude.

1° *Anneau de garde*. — Pour supprimer l'effet des bords du plateau suspendu, M. Thomson a eu l'ingénieuse idée de découper dans le plateau supérieur un disque central P (fig. 62) qui est seul suspendu et se trouve entouré d'une portion annulaire fixe H , à laquelle M. Thomson donne le nom d'*anneau de garde* (*guard-ring*). Le jeu entre le disque et son anneau est très-faible ; et quand tous deux sont portés au même potentiel, la distribution électrique qu'ils possèdent est en quelque sorte

continue, pourvu qu'ils soient rigoureusement dans le même plan.

La *fig. 62* représente l'une des dispositions que l'on peut donner à un anneau de garde. Le plateau *P* est suspendu à un levier *G* par des fils isolants et équilibré par un contre-poids. Le levier se termine par une fourchette horizontale dans laquelle est tendu un cheveu très-fin *o*. On s'assure, au moyen d'une loupe, que ce cheveu se projette dans l'intervalle de deux points

Fig. 62.

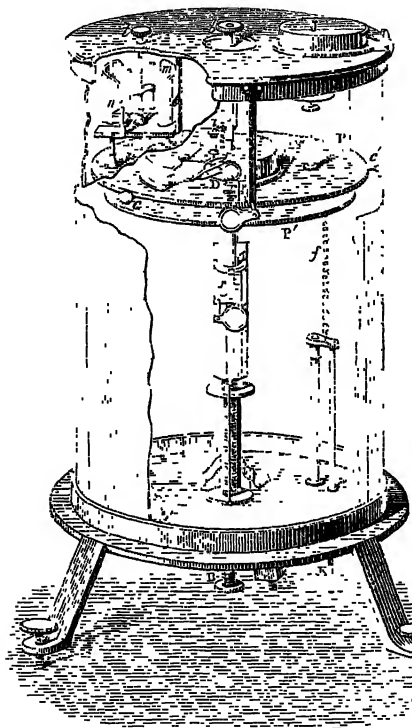


noirs très-rapprochés, portés par une tige verticale. Quand cette condition est réalisée, le disque est dans le plan de l'anneau de garde.

Dans l'électromètre absolu que nous avons à décrire, la disposition est un peu plus compliquée : le plateau central *D* (*fig. 63*) est attaché à trois petits ressorts d'acier en forme de fléau de balance, réunis à la tige verticale *o* par l'intermédiaire d'une matière isolante. On relève cette tige à volonté au moyen de la vis micrométrique *b* dont on compte les tours à l'aide d'une petite règle, et les fractions de tour par un tambour de tête. Des loupes permettent de viser entre deux pointes *p* : quand le plateau *D* est dans le plan de l'anneau de garde *P*, on doit voir entre les pointes l'image d'un fil tendu horizontal, porté par le plateau *D*, et mobile entre deux points noirs. La force à laquelle le plateau se trouve soumis par suite de la déformation des

ressorts est proportionnelle au déplacement de la vis b ; et l'on peut déterminer sa valeur absolue en chargeant le plateau D de poids, quand l'appareil n'est pas électrisé, de manière à produire une déformation quelconque du ressort, mesurée par la vis.

Fig. 63.



Le plateau de garde est en communication par les supports c , c' avec l'armature intérieure d'une bouteille de Leyde dans laquelle est logé tout l'appareil. Cette armature est maintenue à un potentiel fixe V_0 par les procédés que nous indiquerons tout à l'heure. Un ressort conducteur très-léger, s'appuyant sur le pied conducteur i , établit la communication du plateau D avec l'anneau de garde P.

Le plateau P' , mobile par la vis B, est en relation par le res-

sort f avec une tige K conductrice qui est fixée par un support isolant sur la base de la bouteille, et que l'on met en communication avec la source dont on veut mesurer le potentiel V' .

2° *Reproducteur et jauge.* — Si la jarre qui renferme les plateaux est d'un verre peu hygrométrique, elle peut conserver très-longtemps sa charge; mais il faut avoir le moyen de porter, à un instant quelconque, son armature interne à un potentiel fixe V_0 , et de s'assurer que cette condition est exactement remplie.

On charge la jarre à l'aide d'une petite machine électrique portée par l'appareil en l, m, n (fig. 63) et qu'on appelle le *reproducteur de charge* (*replenisher*.) Cette petite machine fonctionne par influence, et, suivant qu'on tourne le bouton l dans un sens ou dans l'autre, on élève ou l'on abaisse à volonté le potentiel produit (¹).

La jauge J , représentée à part (fig. 64), est une petite plaque d'aluminium très-légère A , suspendue par le fil BC dans une ouverture de même forme pratiquée dans un plateau fixe. Cette plaque est munie d'un levier portant une fourchette avec fil tendu dont on observe la position avec la loupe o .

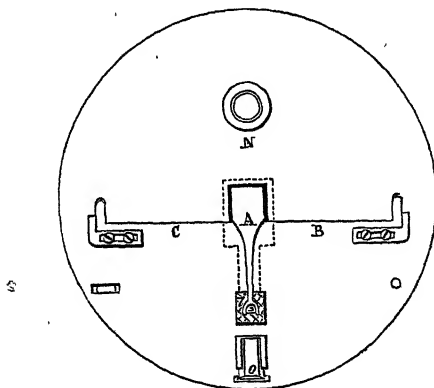
(¹) Le reproducteur se compose essentiellement de deux morceaux de métal réunis à l'axe l de rotation par une tige isolante. Ces morceaux de métal tournent entre deux plaques métalliques m et n , munies chacune d'un ressort, isolées l'une de l'autre, et communiquant chacune avec une des armatures de la jarre. Dans l'intervalle des plaques sont deux autres ressorts isolés et reliés entre eux par un fil de métal. Quand on fait tourner l'axe l , les morceaux de métal frottent à chaque révolution contre les quatre ressorts.

Considérons, par exemple, le morceau de métal a en contact avec le ressort de la plaque n : il est à l'état neutre, puisqu'il est à l'intérieur d'un corps électrisé; quand il touche ensuite le premier ressort isolé c , il est sous l'influence de l'armature qu'il quitte et dont il est encore en partie enveloppé, chargé par conséquent d'électricité contraire (soit positive), tandis que de l'électricité de même nom se trouve repoussée sur le deuxième ressort isolé d : le corps a va porter cette électricité positive à la plaque m , c'est-à-dire à l'armature de la bouteille qui est positive déjà; la charge de celle-ci augmente donc à chaque révolution.

Si la révolution avait lieu en sens inverse, le signe de l'électricité emportée par le morceau de métal a se trouverait changé, puisqu'il arriverait à la plaque m en venant du deuxième ressort d , où il prend une charge négative; par suite, la charge de la bouteille diminuerait à chaque révolution.

La plaque A est attirée par le plateau, lequel est en communication avec le plateau de garde A (fig. 63), par une tige conductrice. On règle la charge fournie par le reproducteur, de sorte que le fil de la jauge se maintienne entre ses repères.

Fig. 64.



On a ainsi, sur l'armature interne et sur l'anneau de garde, un potentiel constant V_0 .

3°. *Méthode de mesure.* — Il est difficile de mesurer exactement la distance D; mais la vis micrométrique B permet de mesurer avec beaucoup de précision les déplacements verticaux imprimés au plateau P'. Quand on veut seulement mesurer la différence de deux potentiels V' et V , on met le plateau P' en relation avec la source au potentiel V , et l'on fait tourner la vis b jusqu'à ce que le disque mobile soit dans le plan de l'anneau de garde; le déplacement de cette vis mesure la force F. Soit D la distance des deux plateaux, on a

$$V - V_0 = D \sqrt{\frac{8\pi F}{S}};$$

on établit ensuite la communication du plateau P' avec le corps au potentiel V' , et, sans toucher à la vis b , on fait tourner la vis B jusqu'à ce que le disque mobile se place de lui-même dans le plan de l'anneau de garde. La vis B ayant tourné d'une

quantité d que l'on connaît exactement, la distance des deux plateaux est $D + d$, et la force répulsive F , équilibrée par la tension du ressort, n'a pas varié; on a donc

$$V' - V_0 = (D + d) \sqrt{\frac{8\pi F}{S}}.$$

Retranchant membre à membre ces deux équations, on a

$$(4) \quad V' - V = d \sqrt{\frac{8\pi F}{S}};$$

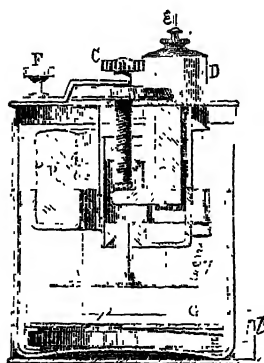
cette dernière équation ne renferme que des quantités très-exactement connues.

Pour déterminer V' en valeur absolue, il suffit de faire $V = 0$, c'est-à-dire de mettre, dans la première expérience, le plateau P' en communication avec le sol.

D'après la disposition de l'appareil, il est évident qu'il est surtout destiné à la mesure de potentiels faibles.

ÉLECTROMÈTRE PORTATIF ET ÉLECTROMÈTRE A LONGUE ÉCHELLE DE SIR W. THOMSON. — L'électromètre absolu est un appareil trop

Fig. 65.



parfait pour pouvoir être employé aux mesures courantes. Sir W. Thomson l'a simplifié en remplaçant le plateau D et son anneau de garde par une simple jauge G ; le plateau mobile A est alors à la partie supérieure; le reproducteur et sa jauge disparaissent (fig. 65). L'appareil ainsi modifié s'appelle *électromètre portatif* ⁽¹⁾.

Les mesures sont faites en mettant le plateau mobile A en communication, par la tige ϵ et le fil γ , d'abord avec le sol, puis avec le corps dont on veut mesurer le potentiel. L'emploi de la formule (4) n'est plus très-rigoureux dans ces conditions, mais on gradue l'appareil par comparaison avec un élec-

(¹) *Reprint of papers*, p. 292.

trômètre absolu. On charge la bouteille au moment de s'en servir, par exemple avec un électrophore.

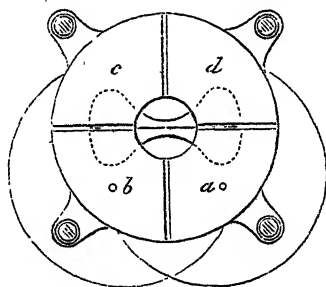
P est de la pierre ponce imbibée d'acide sulfurique qui sert à maintenir absolument sec l'intérieur de l'appareil.

Un autre appareil de Sir W. Thomson, fondé sur le même principe que les précédents, l'électromètre à longue échelle ⁽¹⁾, sert à la mesure approximative des potentiels très-élevés. Il se réduit à un plateau fixe, isolé, en communication avec la source, et à une jauge en communication avec le sol.

ÉLECTROMÈTRE A QUADRANTS ⁽²⁾. — Mais le plus connu des électromètres de Sir W. Thomson est son électromètre à quadrants, lequel ne fournit, il est vrai, que des mesures relatives, mais qui est d'une extrême sensibilité et d'un emploi particulièrement commode.

1. *Principe*. — La pièce essentielle de cet appareil est une aiguille très-légère en aluminium, que l'on porte à un potentiel constant assez élevé V_0 . Elle est suspendue à l'intérieur d'une

Fig. 66.



sorte de boîte métallique formée de quatre quadrants ou secteurs *a*, *b*, *c*, *d*, identiques entre eux (*fig. 66*). L'aiguille a la forme générale d'une sorte de 8. La suspension est telle que, quand les secteurs sont au même potentiel, le grand axe de l'aiguille coïncide avec la ligne de séparation de deux secteurs.

⁽¹⁾ *Reprint of papers*, p. 306.

⁽²⁾ *Ibid.*, p. 262.

Supposons qu'on mette a et c en communication entre eux et avec une source au potentiel V ; et de même b et d avec une source au potentiel $-V$. L'aiguille est alors mobile dans un champ électrique que son axe, supposé dans la position initiale, divise en deux moitiés parfaitement symétriques. L'aiguille ne doit se déplacer que très-peu, et sa forme a été choisie de façon que, malgré le déplacement de son axe, la symétrie ne soit pas notablement altérée.

Grâce à cette symétrie, la résultante des forces auxquelles l'aiguille se trouve soumise est perpendiculaire à son axe; elle est dirigée dans le sens des potentiels le plus rapidement décroissants, c'est-à-dire que, si le potentiel V_0 de l'aiguille est positif, elle tournera vers les quadrants dont le potentiel $-V$ est négatif. Enfin, entre des limites à déterminer par l'expérience, la force à laquelle l'aiguille se trouvera soumise, mesurée par l'angle dont elle se déplace, sera proportionnelle à son potentiel V_0 et au potentiel V . On a donc intérêt à prendre V_0 aussi grand que possible. La forme des quadrants adoptée par sir W. Thomson permet de porter l'aiguille à un potentiel élevé, sans avoir à craindre de décharges entre l'aiguille et les quadrants.

On voit que cet appareil est éminemment propre à mesurer les forces électromotrices des piles, lesquelles se traduisent, quand la pile est isolée, par des potentiels égaux et de signes contraires des deux pôles; mais on peut aussi employer l'électromètre à quadrants à mesurer des différences de potentiel quelconques. Le moment H par rapport à l'axe de rotation des forces auxquelles l'aiguille est soumise est donné en fonction des potentiels V_0 de l'aiguille, V et V' des secteurs, par la formule

$$H = p \left(V_0 - \frac{V + V'}{2} \right) (V - V'),$$

dans laquelle p représente une constante instrumentale ⁽¹⁾.

(1) Cette formule exprime que H et par suite la déviation sont proportionnelles au produit de la charge M_0 de l'aiguille par la différence $M - M'$ des charges des deux secteurs. Soient, en effet, C_{11} , C_{12} les coefficients d'induction de l'aiguille sur elle-même et sur une paire de secteurs, quand l'aiguille est dans la position symétrique; C_{22} , C_{23} les coefficients d'induction d'une paire

Nous démontrerons ultérieurement cette formule d'une manière rigoureuse; nous nous bornerons ici à faire remarquer que H et par suite la déviation α s'annulent pour $V = V'$ et pour $V - V_0 = V_0 - V'$, ce qui doit être, par simple raison de symétrie.

Quand $V + V'$ est ou nul ou négligeable par rapport à V_0 , la déviation α est proportionnelle à V_0 , rigoureusement dans le premier cas, approximativement dans le second.

2. *Détails et accessoires de l'électromètre.* — On s'astreint habituellement à donner au potentiel V_0 de l'aiguille une valeur assez élevée pour que la formule simplifiée $\alpha = AV_0(V - V')$ soit applicable. Il convient alors de charger toujours l'aiguille au même potentiel, pour qu'à une même différence de potentiel $V' - V$ corresponde toujours la même déviation. A cet effet (*fig. 67*), le fil de platine auquel se trouve suspendue l'aiguille se prolonge au-dessous de celle-ci et porte un poids e qui plonge dans de l'acide sulfurique contenu dans la jarre où tout l'instrument est enfermé ⁽¹⁾. Cette jarre, revêtue extérieu-

de secteurs sur eux-mêmes et sur l'autre paire dans les mêmes conditions. On a, d'après les principes de la page 144,

$$\begin{aligned} M_0 &= C_{11} V_0 + C_{12} (V + V'), \\ M &= C_{12} V_0 + C_{22} V + C_{23} V', \\ M' &= C_{12} V_0 + C_{23} V + C_{22} V', \end{aligned}$$

d'où

$$(1) \quad M - M' = (C_{22} - C_{23})(V - V').$$

En particulier, faisons $V = V' = 0$ et soient m_0, m, m' les valeurs correspondantes de M_0, M, M' . Comme les secteurs enveloppent complètement l'aiguille et sont dans ce cas en relation avec le sol, la charge totale du système est nulle :

$$d'où \quad m_0 + m + m' = (C_{11} + 2 C_{12}) V_0 = 0,$$

$$C_{12} = -\frac{C_{11}}{2},$$

$$(2) \quad M_0 = C_{11} \left(V_0 - \frac{V + V'}{2} \right),$$

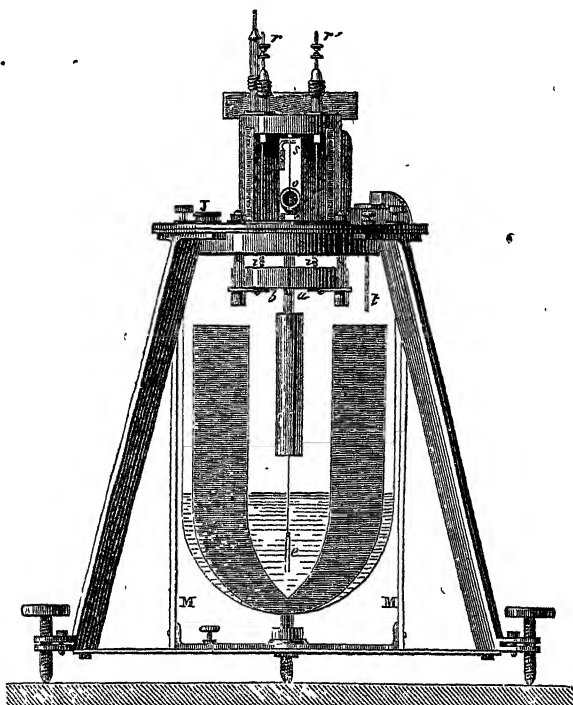
enfin

$$(3) \quad M_0 (M - M') = C_{11} (C_{22} - C_{23}) \left(V_0 - \frac{V + V'}{2} \right) (V - V').$$

(1) L'effet du poids e est d'amortir facilement les oscillations de l'aiguille par le frottement.

rement d'une feuille d'étain, est en communication avec le sol par son armature extérieure, tandis que son armature intérieure est reliée avec un reproducteur (on en voit la tige en t), qui permet d'y établir un potentiel V_0 constant et assez élevé. Une jauge J sert à reconnaître que cette condition est réalisée. Les quadrants a, b, c, d sont reliés par les ressorts z aux bornes

Fig 67.



extérieures r et r' , que l'on met en communication avec les corps dont on veut mesurer la différence de potentiel.

La déviation de l'aiguille étant très-faible doit être mesurée avec beaucoup de précision. A cet effet, le fil métallique rigide qui soutient l'aiguille supporte un miroir concave très-léger o ; au centre de courbure de ce miroir on place une fente lumineuse dont l'image réelle, formée par le miroir, vient se peindre

sur une règle divisée horizontale, placée immédiatement au-dessus de la fente. La déviation se trouve ainsi amplifiée dans un rapport considérable ⁽¹⁾.

L'aimant M que l'on voit dans la figure, autour de la cage de verre de l'instrument, agit sur une petite aiguille aimantée suspendue au-dessous de l'aiguille de l'électromètre et a pour effet de lui donner une position d'équilibre fixe que l'on fait coïncider avec le plan de symétrie de l'instrument, en donnant à l'aimant une position convenable. Le fil de platine qui porte le miroir et l'aiguille est lui-même suspendu par un fil de cocon. Dans d'autres appareils ce mode de suspension est remplacé par une suspension bifilaire, et alors l'aimant peut être supprimé ⁽¹⁾.

Disposition de M. Mascart. — L'électromètre de Sir W. Thomson est un appareil compliqué et coûteux. Pour la plupart des recherches on peut employer une disposition plus simple indiquée par M. Mascart. Les quadrants de l'électromètre sont chargés à des potentiels égaux et contraires V , $-V$ par les deux pôles d'une pile constante, d'un assez grand nombre d'éléments, parfaitement isolée et dont le milieu est en communication avec le sol. L'aiguille de l'électromètre est chargée au potentiel V_0 que l'on veut mesurer, et la déviation de l'électromètre est rigoureusement proportionnelle à ce potentiel. Cette disposition dispense de l'emploi de la jauge et du reproducteur de charge, et simplifie beaucoup l'instrument sans nuire à son exactitude.

M. Mascart soutient l'aiguille par une suspension bifilaire au centre d'un vase métallique percé de fenêtres convenables et en communication avec le sol : l'aiguille et les cadrans sont ainsi à l'abri de toute influence électrique extérieure. L'aiguille supporte un fil de platine plongeant dans une cuvette remplie d'acide sulfurique, et la source dont on veut mesurer le potentiel V_0 est mise en communication avec le liquide de la cuvette par un second fil de platine attaché à une borne extérieure.

⁽¹⁾ Voir, pour plus de détails sur cette méthode de mesures par les déviations, le 2^e fascicule du t. III, p. 31.

⁽²⁾ Pour plus de détails, voir le Mémoire de sir W. Thomson, *Reprint of papers*, p. 262 à 281, ou le *Traité d'électricité* de M. Mascart, t. I, p. 398.

L'instrument est complété par quelques dispositions accessoires qui en simplifient le réglage et la mise en expérience.

Nous renverrons au Tome IV la description de l'électromètre capillaire de M. Lippmann ⁽¹⁾, appareil d'une sensibilité extrême et d'un emploi particulièrement commode pour la mesure des forces électromotrices, mais dont l'étude serait ici prématurée.

(¹) LIPPMANN, *Thèse de doctorat*, Paris, 1875; voir aussi *Ann. de Chimie et de Physique*, 5^e série, t. V, p. 494.

CHAPITRE XI.

MACHINES ÉLECTRIQUES.

Machines à frottement. — Machines de Ramsden, de Van Marum et de Nairne. — Machine d'Armstrong.

Machines fondées sur l'influence. — Électrophore. — Machines de Bertsch et de M. Carré. — Machines de Holtz, de première espèce. — Influence du conducteur diamétral. — Machines de Holtz, de seconde espèce. — Machines à écoulement de Sir W. Thomson.

MACHINES A FROTTEMENT.

Les plus anciennes machines électriques, celle d'Otto de Guericke ⁽¹⁾ par exemple, se réduisaient à un corps mauvais conducteur, sphérique ou cylindrique, que l'on animait d'un mouvement de rotation rapide et qui s'électrisait en frottant contre la main de l'expérimentateur. On tirait directement les étincelles de la surface du corps isolant.

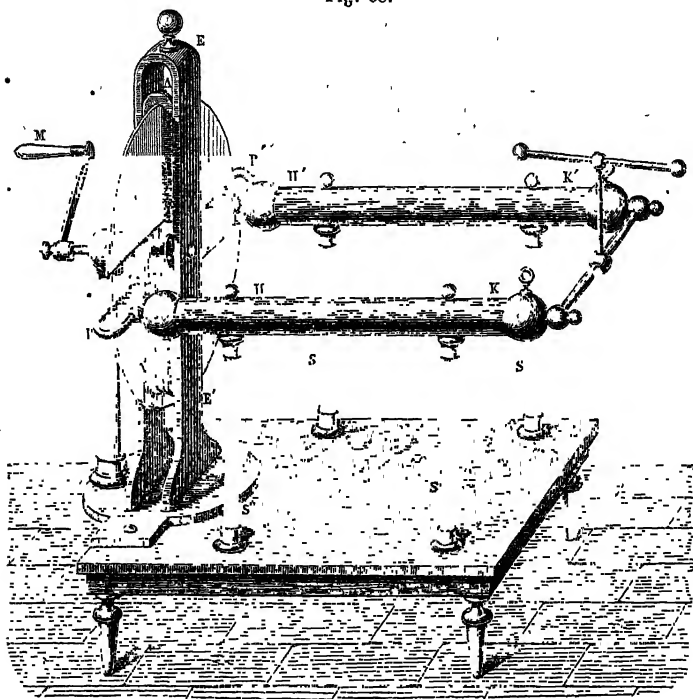
Bose ⁽²⁾ eut l'idée de suspendre au voisinage de l'isolant frotté un cylindre de fer-blanc terminé du côté de l'isolant par un paquet de fils métalliques et suspendu à des cordons de soie. La machine électrique ainsi constituée a servi de type à la plupart des machines à frottement : on y retrouve toujours un isolant qui s'électrise par le frottement, et un conducteur terminé par des pointes qui se charge par influence d'électricité de même nom que celle du corps frotté : c'est du conducteur que l'on tire les étincelles.

(1) OTTO VON GUERICKE, *Experimenta nova* (ut vocantur) *Magdeburgica*, Caput XV.

(2) *Die Electricität nach ihrer Entdeckung und Fortgang*, etc. (Wittenberg, 1744).

MACHINES DE RAMSDEN, DE VAN MARUM ET DE NAIRNE. — La machine électrique la plus répandue en France se rapproche beaucoup de celle qu'avait imaginée Ramsden. Elle a pour organe principal un plateau de verre choisi parmi les moins hygrométriques que l'on puisse rencontrer (*fig. 68*); il est

Fig. 68.



traversé par un axe métallique tournant dans des collets et soutenu par des montants de bois E, E'; il peut être mis en mouvement de rotation par une manivelle M. Pour frotter ce verre, il y a deux systèmes de coussins : le premier A en haut des supports, le second tout à fait semblable fixé en A' à la base. Il est évident qu'en tournant la manivelle on fait successivement passer tous les points des deux faces du verre contre les coussins ; ils y prennent de l'électricité positive.

On trouve qu'il est avantageux de maintenir les coussins en relation avec le sol. Pour réaliser cette condition, on dispose le long des supports et à leur partie interne une règle de cuivre qui règne sur toute leur longueur et qui se relie au sol par une chaîne qu'on laisse toujours pendre. Chaque coussin est en communication avec cette règle. Il est formé d'une plaque en bois bien plane, recouverte de cuir, bourrée de crin et soigneusement garnie de feuilles d'étain laminé qui la rendent conductrice. Des ressorts métalliques, qui prennent leurs points d'appui contre le support d'une part et contre les coussins de l'autre, exercent sur le verre une pression constante et partout égale.

De pareils coussins développeraient très-peu d'électricité, car il ne suffit point de frotter le verre, il faut encore le frotter avec les substances qui l'électrisent le plus; or, l'expérience a montré depuis longtemps que l'or mussif (bisulfure d'étain) réalise cette condition. On réduit ce corps en poudre très-fine; on le lave, et, après l'avoir séché, on enduit les coussins de cette poudre que l'on fait adhérer avec un peu de suif. D'autres expérimentateurs préfèrent un amalgame d'étain que l'on emploie de la même façon et qui réussit aussi bien (*).

Il faut maintenant recueillir l'électricité développée sur le verre et l'accumuler sur les *conducteurs* de la machine. Ce sont deux cylindres de laiton HK, H'K' réunis entre eux, soutenus sur des pieds de verre et dirigés perpendiculairement au plateau vers les deux extrémités de son diamètre horizontal; ils sont terminés par deux pièces P, P' contournées en forme d'U, que l'on nomme les *mâchoires* et qui embrassent le verre entre leurs branches. Ces conducteurs se chargent par l'influence du plateau; ils prennent l'électricité négative sur les mâchoires; la positive est reléguée aux parties les plus éloignées, et il y a une ligne neutre sur chacun d'eux.

Pour compléter la machine, on utilise le pouvoir des pointes;

(*) L'amalgame de Kienmayer est formé de 2 parties de mercure pour 1 partie de zinc et 1 partie d'étain; celui de Böttger, de 2 parties de zinc et 1 partie de mercure.

on implante dans les deux branches des mâchoires deux séries d'aiguilles de cuivre dirigées vers les deux faces du verre. C'est sur ces pointes que l'électricité négative s'accumule; elle s'en échappe en auréoles brillantes, franchit la couche d'air et arrive sur le plateau où elle s'unit à l'électricité positive que le frottement y avait développée. Cela produit deux résultats également importants : d'abord le verre revient à l'état naturel, et un nouveau frottement y pourra ramener une nouvelle charge; ensuite le conducteur perd son électricité négative et il se trouve chargé positivement dans toute son étendue, mais surtout à ses extrémités K, K'.

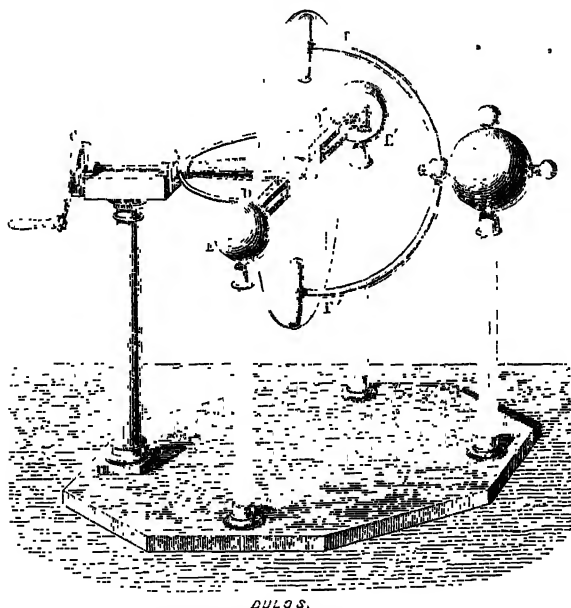
Si nous suivons maintenant le plateau dans son mouvement, nous nous rendrons exactement compte du jeu complet de l'appareil. Prenons, par exemple, un point du verre placé d'abord à la base contre les coussins A'; en frottant, il se charge, puis il monte peu à peu pendant que la manivelle tourne, et il vient passer dans la mâchoire P; là il se décharge. Continuant son mouvement, il prend une nouvelle quantité d'électricité en A; il la perd de même dans la seconde mâchoire P' et revient enfin à la partie inférieure pour recommencer la même série de phénomènes pendant toute l'opération.

Il faudra autant que possible empêcher toute déperdition par l'air dans le trajet que fait le verre depuis les coussins où il se charge jusqu'à la mâchoire où il se décharge, et c'est pour cela qu'on enveloppe le plateau d'un écran double de taffetas ciré, qui l'isole de l'air humide. A cette précaution on en ajoute d'autres toutes les fois que l'on veut opérer : c'est de chauffer toutes les parties de la machine, de frotter à l'avance tous les supports des conducteurs avec des linges séchés au feu, sans quoi l'électricité disparaîtrait à mesure qu'elle se produit. Quoi qu'on fasse, ces instruments ne marchent qu'avec la plus grande peine pendant les temps humides. D'un autre côté, toutes ces précautions deviennent inutiles quand l'air est bien sec.

La machine précédente ne permet de recueillir que l'électricité positive; si l'on veut obtenir la négative, il faut modifier sa construction, isoler les coussins et recueillir leur électricité que nous laissons perdre. On y parvient par la disposition suivante,

qui est due à Van Marum ⁽¹⁾ (*fig. 69*). L'axe de rotation CAB est très-allongé, il supporte le plateau à l'une de ses extrémités B où il est garni de gomme laque, et on l'équilibre à l'autre bout par un contre-poids C. Les coussins E et E' sont isolés sur des pieds de verre; mais on peut, ou maintenir cet isolement, ou le supprimer au moyen d'un arc métallique DD', qui est relié

Fig. 69.



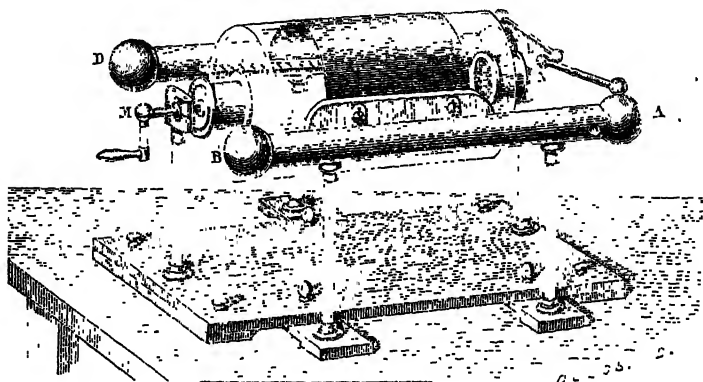
au sol par son support, et qui, pouvant tourner en A, se place, ou dans un plan vertical, ou horizontalement jusqu'à toucher les coussins. Le conducteur FGF', qui est toujours isolé, peut lui-même être placé dans une position verticale en face du verre, ou horizontale en contact avec les coussins. Cette machine fonctionne de deux manières : 1° on fait communiquer les coussins au sol par l'arc DD' et l'on met verticalement le conducteur FF'; alors celui-ci se charge positivement, comme

(1) VAN MARUM, *Deuxième continuation des expériences, etc.* Harlem, 1797.

dans la machine ordinaire, et l'électricité négative se perd; 2° on réunit les coussins avec le conducteur FF' et l'on dirige verticalement l'arc DD'; à ce moment, c'est l'électricité du verre qui rentre dans le sol, et c'est celle des coussins, la négative, qui est accumulée sur le conducteur.

Enfin la machine de Nairne ⁽¹⁾ (fig. 70) fournit à la fois les deux électricités. Le plateau y est remplacé par un manchon de verre qu'on fait tourner sur son axe MN par une manivelle. Il n'y a qu'un seul coussin C qui est d'un côté du manchon et

Fig. 71.



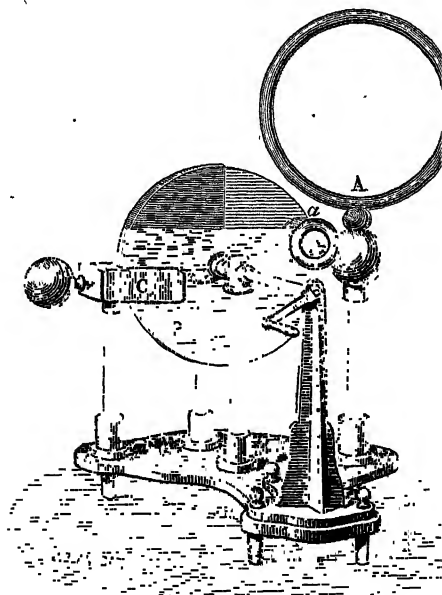
qui se relie avec un conducteur isolé AB. Sur l'autre face, on voit un second conducteur DE armé de pointes dirigées vers le verre, et qui lui-même est isolé. Si l'on veut recueillir seulement l'une des deux électricités, la positive ou la négative, on fait communiquer au sol ou le coussin C ou le conducteur ED, afin de perdre l'électricité dont on n'a pas besoin et d'atteindre la limite de charge pour celle que l'on garde. Si on les veut toutes les deux à la fois, on maintient l'isolement du coussin et du conducteur.

Les machines de Ramsden, de Van Marum et de Nairne appartiennent à une famille unique; elles sont susceptibles de nombreuses modifications, parmi lesquelles nous en signale-

(1) *Philosophical Transactions*; 1774.

rons une seule : la suppression des pointes. On peut, en effet, ramener le plateau d'une machine électrique à l'état neutre en le faisant frotter contre un corps conducteur, à la surface duquel l'électricité du plateau s'écoule d'elle-même. Le Roy avait déjà disposé, d'après cette observation, une machine très-analogue à celle que M. Winter construit aujourd'hui et qui est représentée par la *fig. 72*. Un double anneau de bois embrasse

Fig. 72.



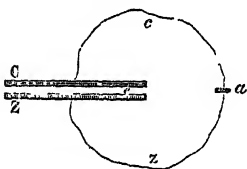
le plateau et communique avec un anneau creux beaucoup plus grand rempli de fils de fer et sur lequel se répand l'électricité positive. Les coussins C de cette machine sont en relation avec un conducteur isolé, comme dans la machine de Nairne.

THÉORIE DES MACHINES A FROTTEMENT. — En indiquant le jeu de la machine de Ramsden, nous nous sommes bornés à quelques considérations générales qui ne suffisent à déterminer ni le potentiel maximum que peut atteindre le conducteur, ni le

débit de la machine : on entend par cette dernière expression la quantité d'électricité qui traverse dans l'unité de temps le conducteur de la machine supposé en communication avec le sol. Le potentiel maximum est très-considérable et le débit extrêmement faible : il en résulte que ces deux quantités sont difficiles à mesurer avec précision, qu'elles ont été rarement étudiées, et que la théorie actuelle des machines électriques reposant sur un nombre très-restreint de déterminations numériques doit être considérée comme incomplète et provisoire, ou tout au moins n'être acceptée que sous certaines réserves.

1° Les physiciens admettent, et nous démontrerons plus tard par l'expérience ⁽¹⁾, qu'il y a une différence de potentiel δV , constante et caractéristique, entre deux métaux donnés, le cuivre et le zinc par exemple, qui sont en contact par une por-

Fig. 73.



tion de leur surface. Il en résulte qu'un disque de cuivre C et un disque de zinc Z (fig. 73) situés à une petite distance l'un de l'autre et en communication par un fil de cuivre c et un fil de zinc z soudés en a, constituent un condensateur à lame d'air chargé par une différence de potentiel δV .

Ces disques portent donc sur leurs faces en regard des quantités égales d'électricités de nom contraire dont la densité est (p. 98)

$$\rho = \mp \frac{\delta V}{4\pi e}.$$

Cette densité croîtrait indéfiniment quand on fait tendre e vers zéro (c'est-à-dire quand on amène les deux disques au contact), si la charge des plateaux était rigoureusement située sur une surface géométrique. En réalité, on doit admettre que la différence de potentiel entre les deux métaux ne s'établit pas d'une manière brusque, mais d'une manière progressive, dans une région limitée à une épaisseur très faible ϵ de part et

(1) Voir T. IV.

d'autre de la surface de contact; que par suite la *couche électrique double* correspondante est répandue dans toute cette région, et ne contient pas une quantité infinie d'électricité. Il est bien évident d'ailleurs qu'à une différence de potentiel δV très faible peut correspondre une valeur considérable de la charge q de la couche double par unité de surface de contact.

2° Quand on frotte l'un contre l'autre deux conducteurs isolés, on ne fait qu'établir un contact plus ou moins parfait, en éliminant par le frottement la couche d'air qui les sépare. Il se produit entre eux la différence de potentiel caractéristique δV , et leurs surfaces contiguës se trouvent revêtues d'une couche double de quantité q par unité de surface. S'il était possible de séparer brusquement les deux corps, les charges de signe contraire accumulées sur la surface de contact se distribueraient en équilibre sur chacun d'eux, et ils se trouveraient portés à des potentiels très élevés, l'un positif, l'autre négatif. Mais pratiquement la séparation s'opérera d'une manière irrégulière et les électricités devenues libres sur une partie des surfaces déjà séparées se recombineront par les points où le contact dure encore; la charge conservée par les disques sera variable suivant les circonstances fortuites de la séparation et toujours très petite par rapport à la charge entière de la couche double. L'expérience montre en effet que deux disques métalliques isolés se chargent très peu par leur frottement.

3° Comme il n'y a entre les corps conducteurs et les isolants aucune démarcation bien tranchée, nous devons admettre que la surface de contact de deux corps quelconques est revêtue d'une couche double d'électricité, comme cela a lieu pour les conducteurs. Mais quand on aura frotté l'un contre l'autre deux isolants et qu'on les séparera, les charges rendues libres se réuniront d'autant plus difficilement par les derniers points de contact, que l'électricité aura plus de difficulté à se mouvoir d'un point à l'autre de leur surface: ils conserveront donc une proportion notable de leur couche double. On s'explique ainsi pourquoi ces corps prennent par le frottement des charges souvent considérables.

4° Voyons maintenant ce qui se produit pendant le jeu d'une machine électrique dont nous supposons d'abord les coussins isolés. A mesure que le verre est entraîné par le mouvement de rotation, il emporte à sa surface une partie de l'électricité positive de la couche double et une quantité équivalente d'électricité négative devient libre sur les coussins. Le potentiel négatif de ceux-ci, dont nous désignerons par V la valeur absolue, augmente donc sans cesse à mesure que le disque tourne, pourvu que le verre arrive aux coussins à l'état neutre. Or, c'est précisément ce qui a lieu, grâce au conducteur armé de pointes : l'électricité positive du verre est neutralisée par de l'électricité négative fournie par les pointes et une quantité égale d'électricité positive apparaît sur le conducteur. Le potentiel positif $+ V'$ de celui-ci augmente donc en même temps que le potentiel négatif des coussins, et il y a d'autre terme à cette double augmentation que la production d'une décharge entre le conducteur et les coussins. La limite correspondante de la différence $V' + V$ des deux potentiels dépend essentiellement de la forme et des dimensions de la machine.

5° Si les coussins de la machine communiquent avec le sol, la limite U du potentiel du conducteur, correspondant à la production d'une décharge entre le conducteur et les coussins, sera sensiblement égale à la différence de potentiel limite $V + V'$ de l'expérience précédente. Le potentiel limite U est donc plus grand que V : en particulier, si la capacité du conducteur est égale à celle des coussins, on a $V = -V'$, et par suite $U = 2V$. On voit donc pourquoi l'on met les coussins en communication avec le sol dans les machines, comme celle de Ramsden, où l'on veut obtenir de l'électricité positive au plus haut potentiel possible.

6° En ce qui concerne le débit d'une machine électrique, il est, d'après ce qui précède, proportionnel à la surface frottée. Pour une même machine il sera donc, dans des limites assez larges, indépendant de la pression exercée entre le verre et les coussins, et proportionnel à la vitesse de rotation. Pour des machines d'espèce différente, à surface et à vitesse égale, il variera avec la nature des corps frottés, mais non propor-

tionnellement à la charge de la couche double, ni par conséquent à la différence de potentiel δV caractéristique, puisqu'une fraction variable de l'électricité positive de la couche double est entraînée par le plateau mobile suivant son degré d'isolement.

On possède quelques expériences sur les lois du *débit* des machines électriques. Elles ont été effectuées, notamment par M. Mascart ⁽¹⁾, en interposant entre le conducteur de la machine et le sol une bouteille électrométrique de Lane ⁽²⁾ dont on comptait les décharges. Le débit ainsi mesuré est indépendant de la pression exercée par le verre sur les coussins, et proportionnel à la vitesse de rotation, pourvu toutefois que cette pression et cette vitesse ne descendent pas au-dessous d'une certaine limite : ces lois sont d'accord avec nos hypothèses, mais ne suffisent évidemment pas à en établir l'exactitude absolue.

MACHINE ÉLECTRIQUE D'ARMSTRONG ⁽²⁾. — La nature des corps dont le frottement produit l'électricité est susceptible de varier à l'infini, mais il est particulièrement intéressant de décrire une machine dans laquelle l'un des deux corps frottants est un liquide.

Un phénomène aperçu par hasard, mais que l'on sut étudier et agrandir, a fait imaginer la machine électrique d'Armstrong. Un mécanicien anglais, occupé à réparer des fuites survenues à la chaudière d'une machine à vapeur, vit des étincelles et éprouva des secousses quand il tenait une de ses mains dans le jet de vapeur et qu'il touchait avec l'autre le levier de la soupape de sûreté. Il se trouvait par hasard à ce moment sur un massif peu conducteur de briques chaudes qui le tenait isolé, et sans nul doute il établissait la communication entre la chaudière, qui était négative, et la vapeur, qui prenait, en s'é-

⁽¹⁾ *Traité d'électricité statique*, t. II, ch. XIII. — Pécelet avait fait des expériences sur le même sujet (*Annales de Chimie et de Physique*, 2^e série, t. LVII, p. 337).

⁽²⁾ *Annales de Chimie et de Physique*, 2^e série, t. LXXV, p. 328; 3^e série, t. VII, p. 401, et t. X, p. 105.

chappant, une électricité opposée. Voulant analyser cette action, M. Armstrong puisa la vapeur dans une chaudière par l'intermédiaire d'un large tube de verre qui se terminait par un robinet isolé. Tant que la vapeur n'avait point d'issue, rien n'était électrisé; mais quand on la laissait sortir, elle prenait l'électricité positive, et le robinet conservait la négative; d'ailleurs la chaudière restait à l'état naturel. Il est évident dès lors que la séparation des deux fluides se fait non dans l'intérieur de l'appareil pendant l'ébullition, mais au point où la vapeur sort en frottant contre les parois du robinet. M. Armstrong eut l'idée de transformer cette chaudière en machine électrique; mais, avant de montrer comment il y réussit, il faut compléter l'étude du phénomène.

Nous venons déjà de remarquer que c'est au moment où elle sort par l'orifice d'échappement que la vapeur s'électrise; mais elle ne le fait pas toujours. Faraday⁽¹⁾, l'ayant surchauffée de manière qu'elle fût sèche, vit disparaître toute électrisation. En la faisant passer, au contraire, avant sa sortie, dans une boîte contenant de l'étoffe mouillée, elle se chargeait de gouttelettes liquides, et alors l'électricité était très abondante. On est donc porté à croire que ce sont les gouttes d'eau et non pas la vapeur qui s'électrisent en frottant contre les parois du bec.

Cette conclusion est confirmée par de nombreuses expériences. Un jet d'air sec qui s'élance dans l'atmosphère ne s'électrise point; mais s'il est humide ou qu'il contienne des poussières, le bec et le jet prennent tous deux des fluides opposés. Quand l'eau de la chaudière est distillée, le bec devient négatif et le jet de vapeur positif; avec de l'eau ordinaire, il ne se produit rien. En dissolvant des sels en proportions très faibles dans l'eau pure, on détruit également l'action; mais on la reproduit si, au lieu de matières conductrices, on met dans la chaudière des essences, des huiles ou des corps gras, et dans ce cas le partage de l'électricité se fait d'une manière inverse, la vapeur est négative et la chaudière

(¹) *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. X, p. 88.

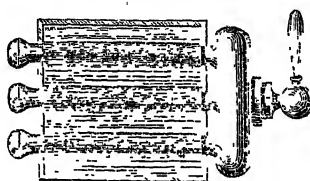
positive. Ces faits prouvent que la production de l'électricité dépend de la nature et de la quantité des substances entraînées par la vapeur. Elle dépend aussi de la matière dont les becs sont faits : Faraday trouva que l'ivoire ne produit rien, que les métaux sont très actifs, et que le bois de buis est la plus énergique de toutes les substances.

Enfin on peut prévoir qu'en augmentant le frottement on doit augmenter la production de l'électricité, ce qui a lieu. Pour y parvenir, on emploie d'abord de la vapeur à haute pression, ensuite on multiplie les becs d'échappement et l'on dispose dans le trajet de la vapeur une lame verticale de buis qu'elle est obligée de contourner pour s'échapper (*fig. 74*).

Fig. 74.



Fig. 75.



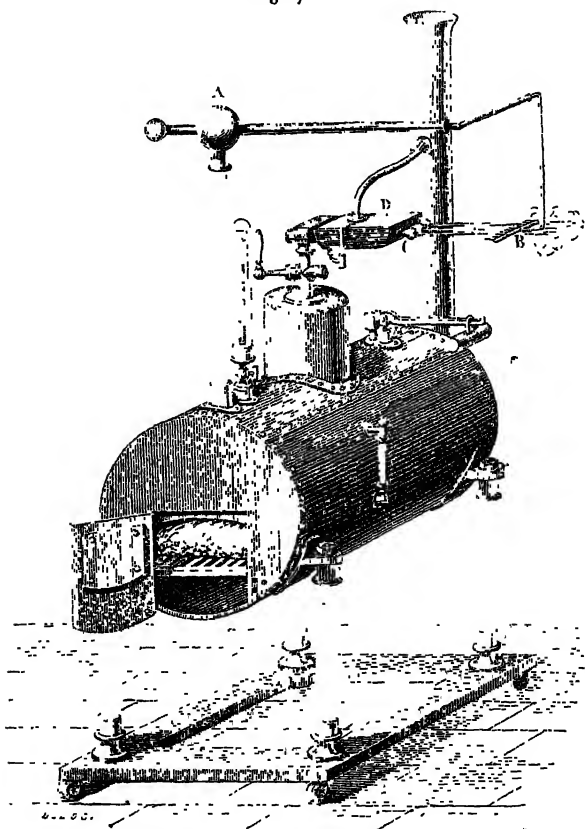
En résumé, si l'on veut utiliser ce frottement spécial pour la production de l'électricité, on devra isoler la chaudière, la remplir d'eau distillée, attendre que la vapeur ait acquis une grande pression et la lancer alors dans l'air en la refroidissant d'abord dans une boîte pleine d'eau (*fig. 75*) qui condense des gouttelettes liquides, et la faisant passer à travers des becs de buis.

Telle est, en effet, la machine de M. Armstrong, qui est dessinée ci-contre (*fig. 76*). La chaudière prend l'électricité négative, et l'on recueille le fluide positif de la vapeur sur un peigne en laiton B qui est isolé; cette machine atteint une extrême énergie. Celle que possède l'Institution polytechnique de Londres, et qui a 2^m de longueur, donne 46 jets; elle produit des étincelles de 0^m,60 de longueur, qui partent d'une manière continue.

Cette machine est d'ailleurs plus curieuse qu'utile, elle produit un bruit assourdissant, et fonctionne mal au bout de

quelque temps, par suite de la grande quantité de vapeur d'eau qu'elle répand dans l'atmosphère.

Fig. 76

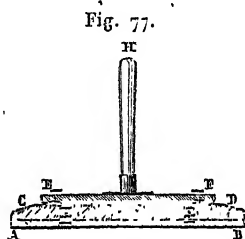


MACHINES FONCTIONNANT PAR INFLUENCE.

ÉLECTROPHORE. — Volta ⁽¹⁾ a inventé, pour remplacer la machine électrique à peu de frais, un appareil dont la théorie a été longtemps incomplète : c'est l'électrophore (fig. 77). On

(¹) *Collezione dell' Opere di Volta*, t. I, p. 105.

le fabrique en coulant dans un moule métallique AB un gâteau de résine mêlée de poix dont la surface extérieure doit être lisse. Pour s'en servir, on le frotte avec une peau de chat : il s'électrise négativement et, quand cela est fait, on place sur lui un plateau de bois EF couvert d'étain en lames et surmonté d'un manche isolant H. Ce plateau subit l'influence électrique de la résine, prend de l'électricité positive à sa face inférieure et de la négative sur sa surface externe; on le touche avec le doigt, ce qui donne une faible étincelle et enlève le fluide repoussé; puis on le soulève, ce qui détruit l'influence et permet à l'électricité positive de se répandre sur toute la surface, et en approchant le doigt on reçoit une seconde étincelle plus forte que la précédente. Comme la résine n'a rien gagné ni perdu dans cette manifestation et qu'elle demeure électrisée négativement, on pourra placer de nouveau le plateau EF sur le moule, le toucher, le soulever pour en tirer une étincelle et répéter autant de fois qu'on le voudra le même cycle d'opérations. Une quantité limitée d'électricité développée sur la résine par le frottement de la peau de chat permet ainsi de charger un nombre de fois indéfini le plateau EF et d'obtenir une quantité illimitée d'électricité positive par une série de phénomènes d'influence.



Ainsi présentée, la théorie de l'électrophore est encore incomplète : le moule qui contient la résine et que nous n'avons pas fait intervenir dans notre explication a aussi son rôle, et on le découvre de la manière suivante. Posons l'électrophore sur un support isolant. Si la face supérieure du gâteau de résine est chargée négativement, la base doit être positive et doit condenser du fluide négatif sur la partie du moule qui la touche. En posant le plateau EF, on change cette distribution; on développe une nouvelle décomposition par réaction dans la résine, par suite dans le moule, et l'on trouve de l'électricité positive à sa base : c'est, en effet, ce qui a lieu. Je suppose que l'on enlève cette électricité; l'effet doit être d'augmenter la dé-

composition sur le gâteau et sur le plateau EF. On voit dès lors qu'il est utile de laisser le moule en rapport avec le sol.

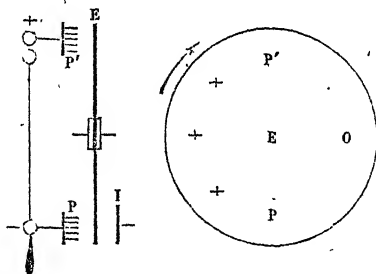
On touche maintenant le plateau EF pour enlever l'électricité négative. Cette nouvelle action amène encore une nouvelle distribution, une nouvelle décomposition des fluides et encore de l'électricité positive à la base du moule. Il y a donc là, comme on le voit, une série de phénomènes qui se continueraient indéfiniment si les contacts étaient successifs, et, pour arriver tout de suite à la limite de charge, il faudra à la fois toucher le plateau et le moule.

Cela étant fait, on soulève le plateau; en détruisant l'influence qu'il exerçait sur les parties inférieures, on rend libre une partie des électricités qui y étaient condensées, et l'on voit apparaître de l'électricité négative sur le moule. On voit combien ces actions sont compliquées et combien il est nécessaire de maintenir le moule en relation avec le sol. Cette nécessité avait été reconnue depuis longtemps sans qu'on en eût donné l'explication.

Il y a encore dans l'électrophore une circonstance digne de remarque et qui lui a fait donner son nom : il garde son électricité pendant des mois entiers.

MACHINES DE BERTSCH ET DE M. CARRÉ. — La machine de Bertsch est d'invention récente : elle agit comme un électro-

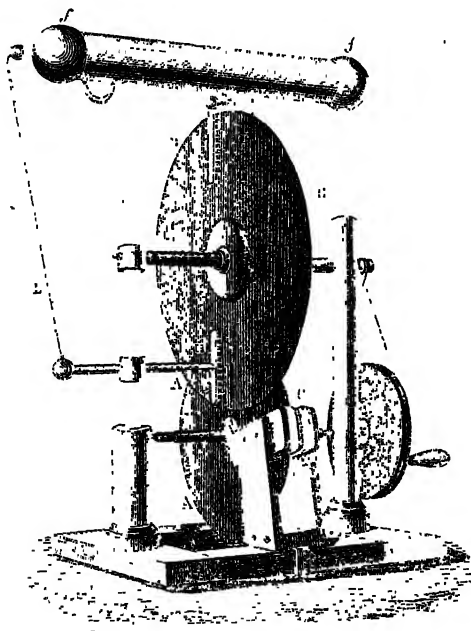
Fig. 78.



phore continu. Elle est formée (fig. 78) d'un plateau E en caoutchouc durci qui tourne sans frottement devant deux

peignes isolés P et P'. Un inducteur I, également en caoutchouc durci, est électrisé négativement : on peut négliger son influence sur le disque tournant E, mais non celle qu'il exerce à travers le plateau (qui n'étant pas conducteur constitue un écran électrique très imparfait), sur le peigne P placé de l'autre côté. Ce peigne laisse écouler de l'électricité positive emportée

Fig. 79.

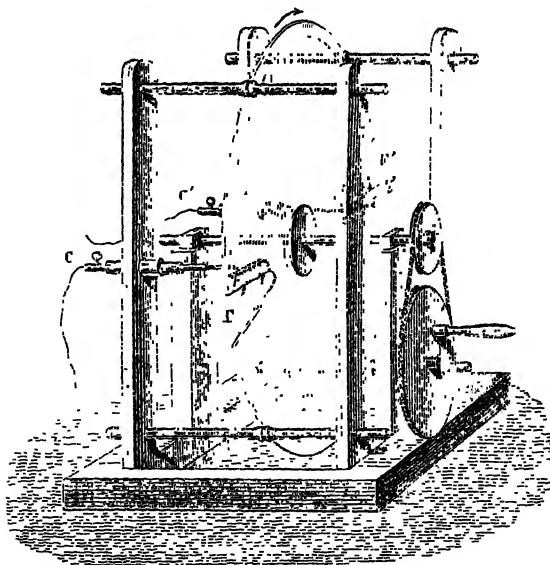


par le mouvement de rotation du plateau, tandis qu'une quantité égale d'électricité négative est repoussée en A sur le conducteur du peigne P. L'électricité positive du plateau agit à son tour par influence sur le peigne P'; celui-ci laisse écouler de l'électricité négative et ramène le plateau à l'état neutre; de l'électricité positive est repoussée en A' sur le conducteur du peigne P'. Des étincelles jaillissent entre A et A' d'une manière continue, comme entre les deux conducteurs d'une machine de Nairne ou d'Armstrong.

La machine de M. Bertsch fonctionne de plus en plus mal à mesure que l'électricité de l'inducteur I se perd dans l'atmosphère; M. Carré a imaginé une machine analogue (*fig. 79*) dans laquelle cet inconvénient n'existe pas : l'inducteur A est un petit plateau de caoutchouc durci qui frotte contre des coussins C et par suite se maintient toujours électrisé. On communique au plateau E un mouvement de rotation rapide à l'aide d'un volant qu'on tourne à la main, et d'une petite poulie placée sur l'axe de E et réunie par un cordon sans fin avec la circonférence du volant. La machine de M. Carré fonctionne à peu près aussi bien que celles que nous allons maintenant décrire.

MACHINE DE HOLTZ DE PREMIÈRE ESPÈCE. — La machine de Bertsch n'est qu'une simplification d'une machine antérieure en

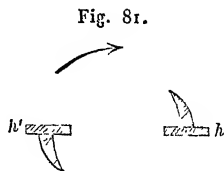
Fig. 80.



date et beaucoup plus parfaite, la machine de Holtz. La *fig. 80* la représente sous la forme la moins complexe.

Elle comprend :

1° Un plateau fixe de grand diamètre supporté par quatre tiges isolantes horizontales, reliées elles-mêmes au bâti de la machine. Ce plateau est évidé suivant deux secteurs F et F' et porte en h, h' deux armatures en papier fort, représentées séparément (*fig. 81*) : elles sont disposées symétriquement par rapport au centre du plateau, de telle sorte qu'un observateur se déplaçant sur le plateau dans le sens de la flèche rencontrerait la pointe de chaque armature avant d'en rencontrer la base ;



2° Un plateau mobile de diamètre plus faible porté par un axe qui traverse le plateau fixe et auquel on communique un mouvement de rotation rapide, dans le sens de la flèche, par un ou plusieurs cordons sans fin et un système de poulies ;

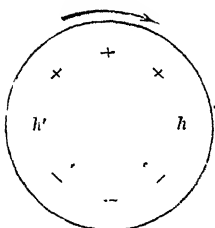
3° Deux peignes isolés faisant face aux bases des armatures et reliés aux conducteurs C et C'. Habituellement l'un de ces conducteurs porte une coulisse (*fig. 83*) que l'on peut faire glisser à l'aide d'un manche d'ébonite, de manière à amener les conducteurs en contact ou à les séparer.

Pour amorcer la machine, il convient de pousser la coulisse au contact. On touche l'une des armatures, h par exemple, avec un corps chargé négativement (soit une plaque d'ébonite frottée avec de la flanelle) et l'on est bientôt prévenu par un bruissement très accusé que la machine est amorcée. Si l'on ouvre alors la coulisse, des étincelles jaillissent entre les deux conducteurs. Elles sont essentiellement constituées par des aigrettes qui se changent en étincelles proprement dites quand on met les deux conducteurs en relation avec les armatures d'un condensateur de petite dimension BB' (*fig. 83*).

Pendant qu'on amorce la machine, l'armature h électrisée négativement provoque un écoulement d'électricité positive par le peigne qui lui fait face, et conséquemment un écoulement d'électricité négative par le peigne le plus éloigné. Ces électricités inverses entraînées par le mouvement du plateau viennent se présenter aux pointes des armatures et réagissent sur elles : ainsi la région positive du plateau arrivant devant h' fera

écouler de l'électricité négative de la pointe de l'armature et laissera celle-ci chargée positivement. Cette armature à son tour provoquera un écoulement d'électricité négative du peigne

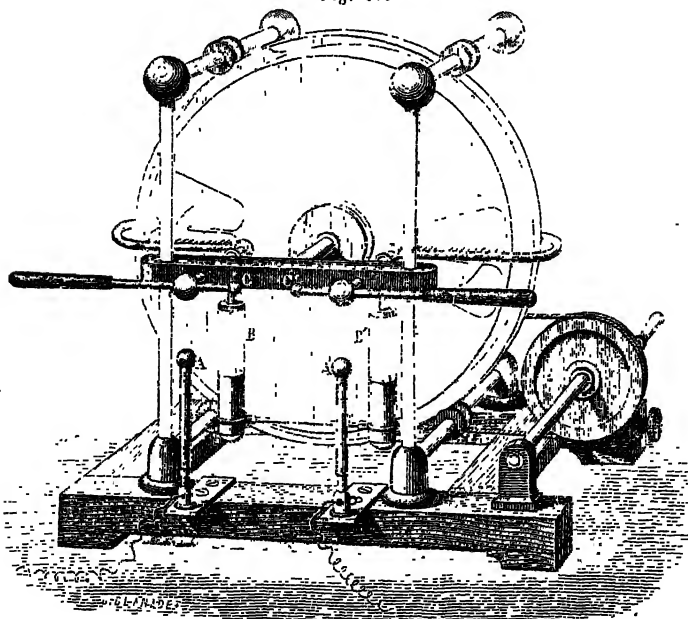
Fig. 82.



qui lui fait face, par suite un écoulement d'électricité positive du peigne opposé. Grâce à ces réactions réciproques, l'électrisation des armatures, par suite celle des deux moitiés du plateau mobile, augmente à chaque tour jusqu'à une limite qui dépend des pertes de toute espèce auxquelles l'appareil est soumis. On peut alors ouvrir la coulisse ; l'électrisation inverse des deux armatures suffit à pro-

duire l'écoulement de l'électricité des peignes et le courant d'étincelles qui en est la conséquence.

Fig. 83.



On peut augmenter la puissance de l'appareil que nous ve-

noûs de décrire en réunissant sur un même bâti deux machines, comme Poggendorff l'a imaginé le premier ⁽¹⁾ : il y a alors deux plateaux fixes au centre, un plateau mobile de part et d'autre et quatre peignes communiquant deux à deux ; la fig. 83 représente la disposition des machines doubles construites par Ruhmkorff.

INFLUENCE DU CONDUCTEUR DIAMÉTRAL. — Il est évident que la puissance de la machine de Holtz diminue par l'écartement des conducteurs des peignes : dès qu'ils sont séparés l'un de l'autre, leur influence réciproque diminue et le jeu de la machine est surtout entretenu par l'influence directe des armatures sur les peignes. Or la déperdition s'exerce sur les armatures, et parfois la machine cesse de fonctionner. On remédie en partie à cet inconvénient en ajoutant aux machines un conducteur non interrompu, placé suivant un diamètre du plateau mobile, terminé par deux peignes et incliné de 30° environ sur le diamètre des peignes principaux ⁽²⁾. Ce conducteur diamétral agit pour suppléer à l'insuffisance des autres peignes et maintenir l'électrisation contraire des deux moitiés du plateau mobile à la plus haute tension possible, lorsque la machine fonctionne.

Dans les machines qui ne présentent pas de conducteur diamétral, il peut arriver, quand on éloigne trop les conducteurs, que les peignes ne fournissent plus assez d'électricité pour renverser le signe de l'électrisation du plateau ; la machine se désamorce alors peu à peu par un jeu inverse de celui que nous avons décrit ci-dessus et, pour l'amorcer de nouveau, il faut fermer la coulisse des conducteurs et mettre encore une fois l'inducteur électrisé en contact avec l'une des armatures. Dans certains cas, il suffit de refermer la coulisse sans se servir de l'inducteur, et, en continuant à faire tourner le plateau, la machine fonctionne de nouveau, mais ses pôles sont renversés.

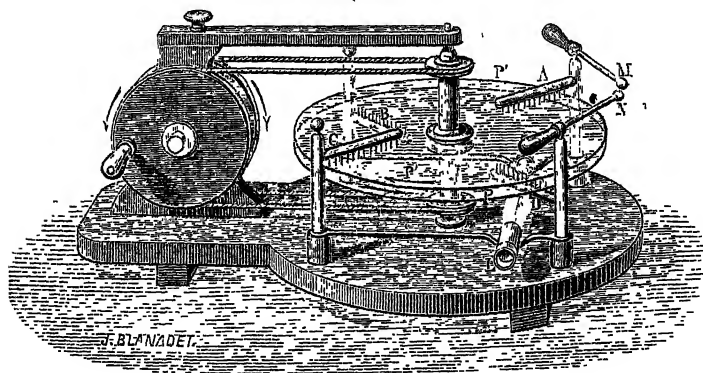
⁽¹⁾ *Annales de Poggendorff*, t. CXLI, p. 161, et *Annales de Chimie et de Physique*, 4^e série, t. XXIII, p. 335.

⁽²⁾ *Annales de Poggendorff*, t. CXXXVI, p. 171, et *Annales de Chimie et de Physique*, 4^e série, t. XXIII, p. 332.

Nous n'insisterons pas sur l'explication de ces phénomènes, non plus que sur les nombreuses singularités du jeu de la machine.

• **MACHINE DE HOLTZ DE DEUXIÈME ESPÈCE.** — M. Holtz a disposé de très curieuses machines formées de deux plateaux de verre non munis de fenêtres et qu'un double cordon sans fin, passant sur une poulie à double gorge, anime de rapides mouvements de rotation de sens contraire. Quatre peignes conducteurs A, B, C, D sont placés, deux au-dessus du plateau supérieur, deux

Fig. 84.



au-dessous du plateau inférieur; les peignes inférieurs B et D sont sur un diamètre qui est perpendiculaire à celui des peignes supérieurs A et C; enfin chaque peigne supérieur communique avec l'un des peignes inférieurs et chaque système de deux peignes avec un conducteur isolé. Les deux conducteurs M et N peuvent être éloignés ou rapprochés jusqu'au contact par un jeu de coulisse, comme dans la machine de première espèce.

Pour amorcer la machine, on ferme la coulisse, on place un corps électrisé en face de l'un des peignes, puis on ouvre la coulisse et on obtient un courant d'étincelles.

Pendant qu'on amorce la machine, les quatre peignes fonctionnent: deux d'entre eux A et C versent sur les plateaux de l'élec-

trichité positive, les deux autres B et D de l'électricité négative. Après un demi-tour les deux plateaux P, P' sont électrisés en sens contraire sur leurs deux moitiés, comme on le voit dans le diagramme ci-joint (*fig. 85*), dans lequel le plateau supérieur P' a été figuré plus petit, et les peignes inférieurs ont été écartés au delà du bord du plateau inférieur, pour rendre l'image plus nette. On reconnaît sans peine sur ce diagramme que, grâce au sens du mouvement, chaque plateau agit sur les peignes qui font face à l'autre, de façon à y maintenir le signe de l'électrisation indiquée par la figure. Quand on ouvre la coulisse, des étincelles doivent donc jaillir entre les deux conducteurs. On ajoute quelquefois à cette machine un cinquième peigne en communication avec le sol; son rôle est analogue à celui du conducteur diamétral des machines de première espèce.

Fig. 85.

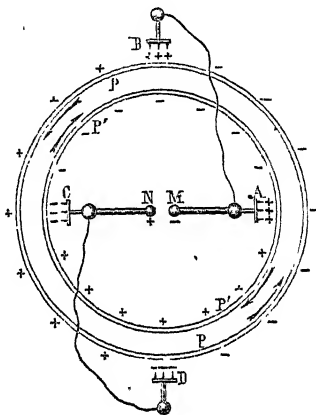


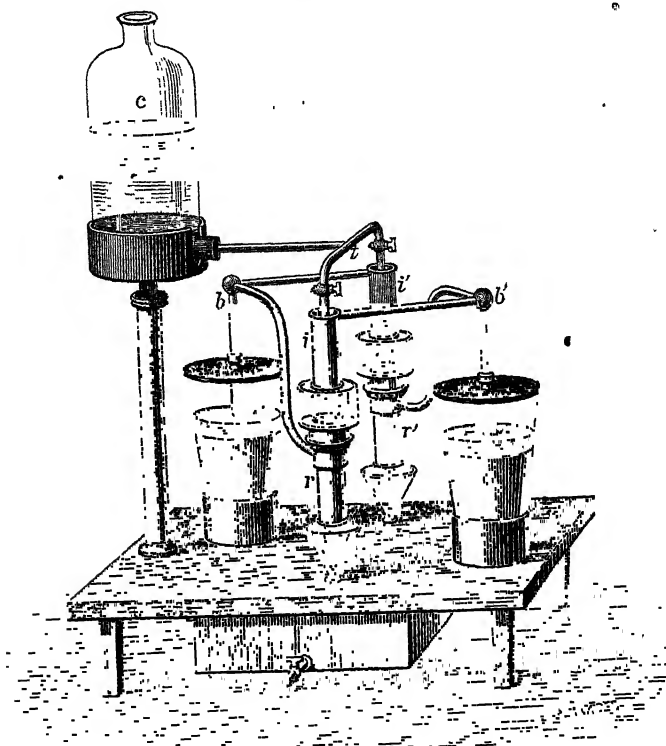
Fig. 86.



MACHINE ÉLECTRIQUE A ÉCOULEMENT. — Sir W. Thomson a imaginé une autre espèce de machine électrique fonctionnant par l'écoulement de l'eau. Un tube *t* (*fig. 86*) laisse écouler de l'eau à travers un cylindre *i* isolé, électrisé négativement : les gouttes liquides s'électrisent positivement par influence; en tombant, elles rencontrent un second cylindre *r*, et lui cèdent leur électricité; enfin elles coulent au dehors à l'état neutre : le potentiel du cylindre *r* s'élève donc de plus en plus. En réunissant deux appareils semblables, mais de telle sorte que l'inducteur *i* de l'un communique au récepteur *r'* de l'autre, chaque récepteur maintiendra l'électrisation de l'inducteur opposé et la machine

fonctionnera d'elle-même dès que l'on communiquera à l'un des inducteurs un potentiel même très-faible ⁽¹⁾. Il est clair que

Fig. 87.



ces machines ne peuvent atteindre un potentiel considérable à cause de l'humidité; mais un écoulement d'eau très-mi-

(¹) Dans cette machine, le travail nécessaire pour élever l'électricité au potentiel du cylindre r est fourni par la pesanteur. Les gouttes attirées vers le haut par l'inducteur arrivent en r avec une force vive plus faible que si elles tombaient en chute libre; quand le travail correspondant à l'accroissement du potentiel produit par une goutte sera égal à la force vive totale de la chute de cette goutte, le potentiel ne pourra s'élever davantage.

nime suffit à maintenir les conducteurs chargés pendant une durée indéfinie.

La *fig.* 87 montre la disposition que sir W. Thomson a donnée à cette curieuse machine. Les bouteilles de Leyde *b* et *b'* ont pour objet de donner aux deux conducteurs une capacité considérable.

CHAPITRE XII.

ÉNERGIE ÉLECTRIQUE.

Signification mécanique du potentiel. — Énergie électrique. — Force exercée sur un corps électrisé. — Décharges électriques. — Expériences de M. Riess. — Lois des températures. — Lois des quantités de chaleur. — Cascades.

SIGNIFICATION MÉCANIQUE DU POTENTIEL. — Considérons l'unité d'électricité placée en un point P de l'espace où le potentiel est V. Elle est soumise à une force F dont les composantes sont respectivement

$$X = - \frac{dV}{dx}, \quad Y = - \frac{dV}{dy}, \quad Z = - \frac{dV}{dz}.$$

Quand cette masse se déplace de sorte que les coordonnées du point P prennent les accroissements dx , dy , dz , le travail élémentaire de la force F a pour expression

$$(1) \quad d\mathcal{E} = Xdx + Ydy + Zdz = - dV.$$

Si le point P s'éloigne jusqu'à l'infini, c'est-à-dire jusqu'à ce que le potentiel V soit nul, le travail total effectué par les forces électriques sera

$$(2) \quad \mathcal{E} = \int_V^0 - dV = V.$$

Ainsi le potentiel en un point est *le travail effectué par les forces électriques sur l'unité d'électricité supposée placée en ce point, quand celle-ci s'éloigne jusqu'à l'infini*. On peut dire aussi que c'est *le travail qu'il faut dépenser pour amener l'unité d'électricité depuis l'infini jusqu'au point P*. Ce travail est indépendant du chemin suivant lequel le déplacement est effectué.

Plus généralement, si l'unité d'électricité se déplace d'un point où le potentiel est V_1 en un autre où le potentiel est V_2 , le travail effectué par les forces électriques a pour expression

$$\mathcal{E} = \int_{V_1}^{V_2} -dV = V_1 - V_2;$$

il est indépendant de la forme de la trajectoire parcourue par le point. Si, en particulier, l'unité d'électricité est transportée d'un point à un autre d'une même surface de niveau,

$$V_1 - V_2 = 0,$$

et le travail total correspondant au déplacement est nul, quelle que soit la trajectoire sur la surface de niveau ou à l'extérieur de cette surface.

ÉNERGIE ÉLECTRIQUE. — Considérons un système de points A, A', ..., possédant des charges électriques m, m', \dots , et proposons-nous d'évaluer le travail des forces électriques quand on imprime au système une déformation quelconque infiniment petite.

Soient, en particulier, deux points A et A', électrisés positivement, dont la distance r devient $r + dr$. La force qui s'exerce entre les deux points est dirigée suivant la ligne des centres et a pour valeur absolue $\frac{mm'}{r^2}$; elle tend à produire une augmentation de la distance r ; le travail effectué par cette force, pour un accroissement dr positif, est lui-même positif et, quels que soient les déplacements absolus de A et de A', il est exprimé par

$$\frac{mm'}{r^2} dr = -d \frac{mm'}{r};$$

il est d'ailleurs facile de voir que cette expression est générale. Le travail élémentaire total dT pour une déformation infiniment petite quelconque est la somme de tous les termes analogues fournis par le système considéré.

Pour former cette somme, nous nous occuperons en premier lieu des termes qui contiennent la masse électrique du point A.

Dans ceux-ci on peut mettre m en facteur, et la somme partielle correspondante est

$$-md \sum \frac{m'}{r} = -mdV,$$

V étant le potentiel en A . On aura de même, pour la somme des termes contenant $m', m' dV', \dots$

Mais il évident qu'en formant toutes ces sommes individuelles on prend chaque terme élémentaire, tel que $\frac{mm'}{r^2} dr$, deux fois, une fois avec m , une fois avec m' . La quantité dT est donc seulement la demi-somme des produits $-mdV$,

$$dT = -\frac{1}{2}(mdV + m'dV' + \dots).$$

Posons $dT = -dW$. La fonction W aura pour expression, à une constante près,

$$W = \frac{1}{2}(mV + m'V' + \dots);$$

on fait, par convention, la constante égale à zéro.

Si, au lieu de considérer n points, on considère n conducteurs, A_1, A_2 , ayant respectivement les charges M_1, M_2, \dots et les potentiels V_1, V_2, \dots , on remarquera que le potentiel est constant dans chacun d'eux et que, par suite, on peut mettre V_1 en facteur dans tous les termes qui se rapportent à un même corps A_1 . Le multiplicateur de V_1 est la somme des charges de tous les éléments de surface dont le corps se compose, c'est-à-dire sa charge totale M_1 . On a donc

$$(3) \quad W = \frac{1}{2}(M_1V_1 + M_2V_2 + \dots) = \frac{1}{2}\Sigma MV.$$

La fonction W s'appelle l'énergie électrique du système. Elle représente *le travail qu'effectueraient les forces électriques, si tous les corps du système revenaient au potentiel zéro, ou le travail qu'il faudrait faire à l'encontre de ces forces pour porter le corps A_1 du potentiel 0 au potentiel V_1 , le corps A_2 du potentiel 0 au potentiel V_2 , etc., dans la situation qu'ils occupent.*

Quand un corps est en communication avec le sol, son

potentiel est nul, et le terme correspondant de W disparaît. Il en est de même du terme fourni par un conducteur primitivement à l'état neutre, c'est-à-dire dont la charge est algébriquement nulle.

Considérons en particulier le cas d'un corps A_1 dont le potentiel est V_1 et la charge M_1 , et d'une série de corps A_2, A_3, \dots au potentiel zéro. On a alors

$$(4) \quad W = \frac{1}{2} M_1 V_1.$$

Les autres corps du système ne modifient l'énergie totale qu'en faisant varier la capacité de A_1 et par suite sa charge M_1 . C'est en particulier le cas des condensateurs dont une armature est en relation avec le sol.

Pour un condensateur fermé, dont l'armature extérieure est en communication avec le sol, nous avons démontré que la charge M_1 de l'armature intérieure A_1 , en communication avec la source au potentiel V_1 , est

$$(5) \quad M_1 = \frac{1}{4\pi} \frac{S}{e} V_1,$$

et l'on a, par conséquent,

$$(6) \quad W = \frac{1}{8\pi} \frac{S}{e} V_1^2.$$

Pour un potentiel donné, l'énergie électrique est proportionnelle à la surface du condensateur et en raison inverse de l'épaisseur de la couche isolante. On a de même

$$(5) \quad W = 2\pi \frac{e}{S} M_1^2.$$

Pour une charge fixe de l'armature interne du condensateur, l'énergie électrique est proportionnelle à l'épaisseur de la lame isolante, et en raison inverse de la surface de l'armature.

D'une manière générale, on peut exprimer l'énergie électrique W , en fonction des potentiels seuls ou des charges seules, en remplaçant dans l'expression (3) soit les charges,

soit les potentiels, par leurs valeurs

$$M_1 = C_{11}V_1 + C_{12}V_2 + \dots,$$

$$V_1 = K_{11}M_1 + K_{12}M_2 + \dots,$$

et l'on reconnaît ainsi : 1° *que l'énergie électrique d'un système est une fonction homogène du second degré des potentiels de tous les corps du système*; 2° *que cette énergie est une fonction homogène du second degré des charges de tous les corps du système.*

FORCE EXERCÉE SUR UN CORPS ÉLECTRISÉ. — La variation de l'énergie électrique d'un système de corps qui éprouve une modification quelconque est égale au travail effectué par les forces électriques et de signe contraire. Supposons d'abord que la variation de l'énergie W résulte du déplacement des masses matérielles qui portent les charges électriques, et considérons en particulier le cas d'un corps susceptible de se mouvoir dans un champ électrique et dans une direction déterminée. Soient δx un déplacement infiniment petit effectué dans cette direction, F la force évaluée dans la direction du mouvement. Le travail élémentaire de cette force est $F\delta x$, et la variation correspondante de l'énergie δW ;

$$F\delta x = -\delta W,$$

$$F = -\frac{\partial W}{\partial x}.$$

Quand on sait évaluer δW , on en déduit F .

Prenons pour exemple l'aiguille de l'électromètre à quadrants de Sir W. Thomson. Quand elle se déplace d'un angle α , très-petit à partir de la position symétrique, le travail élémentaire des forces agissant sur l'aiguille peut être représenté par $H\alpha$, H étant le moment par rapport à l'axe de rotation des forces auxquelles l'aiguille est soumise (1).

(1) Donnons, en effet, au couple un bras de levier égal à 1, ayant l'une de ses extrémités sur l'axe de rotation. Les forces du couple sont numériquement égales à H , l'une, appliquée au point de rotation, effectue un travail nul; l'autre, appliqué à la distance 1, produit un travail $H\alpha$.

Pour évaluer, d'autre part, la variation de l'énergie électrique

$$(1) \quad W = \frac{1}{2} (M_0 V_0 + M V + M' V')$$

du système formé par l'aiguille au potentiel V_0 et les deux paires de secteurs aux potentiels V et V' , nous remplacerons dans l'expression (1) de W les charges par leurs valeurs en fonction des potentiels

$$(2) \quad \begin{cases} M_0 = C_{11} V_0 + C_{12} V + C_{13} V', \\ M = C_{12} V_0 + C_{22} V + C_{23} V', \\ M' = C_{13} V_0 + C_{23} V + C_{33} V'; \end{cases}$$

$$(3) \quad \begin{cases} W = \frac{1}{2} (C_{11} V_0^2 + C_{22} V^2 + C_{33} V'^2) \\ \quad + C_{12} V V_0 + C_{13} V' V_0 + C_{23} V V'. \end{cases}$$

Les potentiels V_0 , V , V' sont constants, et par suite la variation de W ne dépend que de celle des coefficients d'induction. Comme l'aiguille est très-large, on reconnaît aisément que la rotation α ne modifie ni le coefficient d'induction C_{11} de l'aiguille sur elle-même, ni celui C_{23} des deux couples de secteurs l'un sur l'autre. En effet : 1° C_{11} est, par définition, la charge que prend l'aiguille au potentiel 1 dans les secteurs au potentiel 0, et comme les secteurs enveloppent complètement l'aiguille, cette charge est la même dans toutes les positions que l'aiguille peut prendre en tournant autour du point de suspension; 2° C_{23} est la charge de la paire de secteurs 1 au potentiel zéro quand l'autre paire est au potentiel 1 et l'aiguille au potentiel zéro : une petite rotation de l'aiguille ne peut modifier la distribution électrique, si ce n'est dans une région de la paire de secteurs 2 et de l'aiguille trop éloignée des secteurs 1 pour modifier d'une manière appréciable leur charge C_{23} . On a donc simplement

$$\delta W = \frac{1}{2} (V^2 \delta C_{22} + V'^2 \delta C_{33}) + V_0 (V \delta C_{12} + V' \delta C_{13}).$$

D'ailleurs, à cause de la symétrie,

$$\delta C_{22} = -\delta C_{33},$$

$$\delta C_{12} = -\delta C_{13}.$$

Les surfaces de l'aiguille qui sont en regard de chaque qua-

drant varient par la rotation proportionnellement à l'angle α

$$\delta C_{22} = p\alpha,$$

$$\delta C_{12} = -q\alpha.$$

C_{22} , C_{12} sont les charges de l'aiguille et d'une paire de quadrants lorsque cette dernière est au potentiel 1, l'autre paire de quadrants et l'aiguille elle-même au potentiel zéro. Or, le système ainsi formé est un condensateur, et quand la surface de l'aiguille recouverte par le quadrant au potentiel 1 augmente par suite de la rotation α , les charges contraires de l'aiguille et du quadrant croissent de petites quantités égales, proportionnelles à α , donc $p = q$,

$$\delta C_{22} = -\delta C_{12} = p\alpha.$$

Par suite

$$\begin{aligned}\delta W &= \frac{1}{2}p\alpha[V^2 - V'^2 - 2V_0(V - V')] \bullet \\ &= p\alpha\left(V_0 - \frac{V + V'}{2}\right)(V' - V).\end{aligned}$$

Mais

$$\begin{aligned}\delta W &= -H\alpha, \\ H &= p\left(V_0 - \frac{V + V'}{2}\right)(V - V').\end{aligned}$$

C'est la formule dont nous avons annoncé la démonstration. p. 222.

DÉCHARGES ÉLECTRIQUES. — Ce n'est pas seulement par le déplacement des masses matérielles que peut varier l'énergie électrique d'un système : elle est aussi modifiée par l'écoulement de l'électricité d'un corps sur un autre.

Dans le premier cas, les corps déplacés acquièrent une force vive sensible, équivalente au travail dépensé, c'est-à-dire à l'abaissement de l'énergie électrique.

Dans le second, et sous la condition expresse que l'écoulement de l'électricité ne soit accompagné d'aucun effet mécanique proprement dit, la diminution de l'énergie électrique a pour équivalent la production d'une certaine quantité de chaleur, et, conformément aux principes qui seront exposés ultérieurement (voir *Théorie mécanique de la chaleur*, t. II,

II^e Partie), il y a un rapport constant entre l'énergie ou le travail dépensé et la chaleur produite.

C'est ce qui a lieu dans le cas où les *décharges électriques* s'effectuent uniquement par l'intermédiaire de corps conducteurs. La quantité de chaleur développée dans le circuit est alors proportionnelle à la variation de l'énergie.

Considérons, en particulier, le cas d'un condensateur fermé dont l'armature intérieure est au potentiel V_1 , l'armature extérieure au potentiel zéro et que l'on décharge complètement; on doit pouvoir vérifier, conformément aux formules (5) et (6) (p. 255), que la chaleur développée est, pour un même potentiel V_1 , proportionnelle à la surface S de la batterie ou, pour une même charge M , de l'armature intérieure, en raison inverse de la surface; enfin qu'elle varie, toutes choses égales, proportionnellement au carré de ce potentiel ou de cette charge.

EXPÉRIENCES DE M. RIESS (1). — I. Pour réaliser des vérifications expérimentales de ces prévisions, il faut d'abord s'arranger pour que la décharge de la batterie n'effectue aucun travail extérieur, c'est-à-dire pour qu'elle n'ait à traverser, en la déchirant, aucune substance isolante. On y parvient en formant le circuit uniquement avec des corps conducteurs, dont l'un au moins est un fil très fin, de telle sorte que la résistance électrique du circuit (*voir* t. IV) soit considérable. L'étincelle passe alors dans l'air sans trop de bruit, et le travail perdu est réduit au minimum.

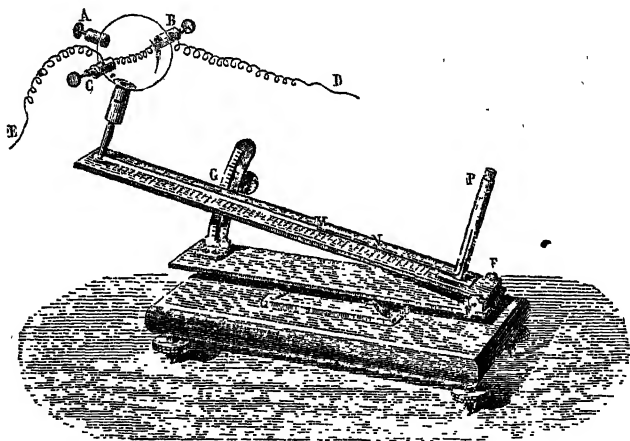
II. Il faut, en second lieu, avoir un calorimètre approprié à ce genre d'expériences. Le *thermomètre électrique* de M. Riess est un calorimètre analogue, par son principe, à celui de MM. Favre et Silbermann, mais où la substance dont on mesure la dilatation est de l'air, au lieu de mercure. Cet appareil (*fig.* 88) se compose d'un ballon ABC communiquant

(1) RIESS, *Annales de Poggendorff*, t. XL, et *Reibungs-Electricität*, t. I^{er}, p. 410 et suiv.; voir aussi *Annales de Chimie et de Physique*, 2^e série, t. LIX, p. 120.

La théorie des décharges électriques a été faite par M. Helmholtz (*Erhaltung der Kraft*) et surtout par M. Clausius (*Mémoires sur la Théorie mécanique de la chaleur*, traduction Folie, t. II).

avec une tige de verre graduée MNP, dans laquelle est une colonne d'un liquide coloré; son support peut se mouvoir autour d'une charnière F et se fixer par une vis G, ce qui permet d'incliner plus ou moins la tige; le ballon porte deux tubulures opposées B et C, que l'on peut fermer par des bou-

Fig. 88.



chons métalliques rodés et entre lesquels on dispose un fil de platine BC enroulé en spirale, terminé aux deux poupées B et C, et à travers lequel on fait passer la décharge.

Cette décharge chauffe le fil et le porte de t à T . Comme elle est pour ainsi dire instantanée, le fil se refroidit aussitôt qu'elle a passé et se met en équilibre de température avec l'air du ballon, qui s'échauffe de t à t' .

Cet air, à son tour, finit par céder sa chaleur au ballon; mais, comme ce dernier effet est très-lent, on admet qu'il est négligeable dans les premiers moments. Alors, si l'on désigne par p, p_1, c, c_1 les poids et les chaleurs spécifiques du fil et de l'air, on a

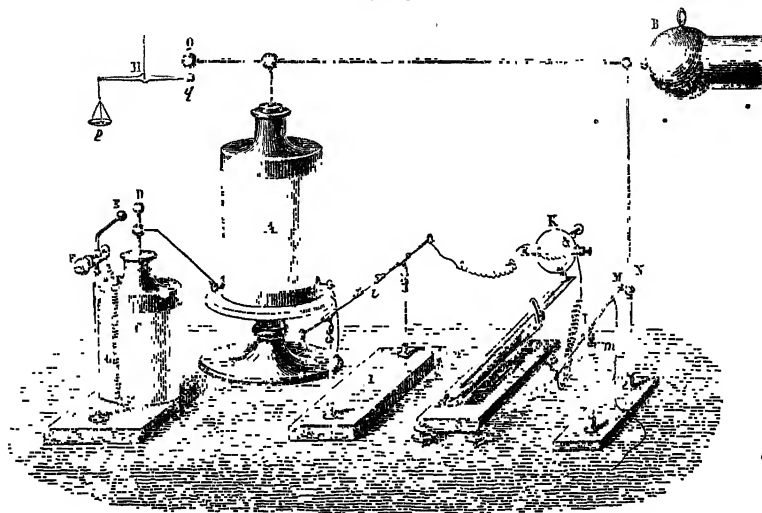
$$pc(T - t') = p_1c_1(t' - t),$$

équation qui permettra de calculer $T - t'$ quand on connaîtra l'échauffement du ballon ou $t' - t$; et, comme $t' - t$ est géné-

ralement très-petit, $T - t'$ sera sensiblement égal à l'élévation de température $T - t = \theta$ que le fil a éprouvée par l'effet de la décharge.

D'autre part, l'échauffement de l'air amène le niveau du

Fig. 89.



liquide de M en N, et il est clair que, toutes choses égales d'ailleurs, $t' - t$ est proportionnel à MN; on peut donc écrire

$$T - t' = \theta = \frac{p_1 c_1}{pc} \propto \overline{MN}.$$

α est un facteur qu'il est facile de calculer et qui dépend de la sensibilité du thermomètre, de l'inclinaison qu'on lui donne et enfin de la pression et de la température initiales. Mais, quand ces causes de variation restent les mêmes, on voit qu'il n'est pas nécessaire de calculer α , et qu'on peut prendre $\frac{MN}{pc}$ pour la mesure de l'échauffement θ d'un fil quelconque en fonction d'une unité arbitraire, mais constante.

III. Il faut enfin savoir mesurer la quantité d'électricité qui est accumulée sur la batterie A. (fig. 89), et qui produit l'élé-

vation de température θ en s'écoulant dans le fil. A cet effet, on isole la batterie, on met son armature extérieure en communication avec l'intérieur d'une bouteille électrométrique de Lane C, qui est posée sur un sol conducteur et dont les deux armatures aboutissent aux boutons égaux E et D; ceux-ci peuvent être placés à une distance convenue et invariable au moyen d'une vis micrométrique F.

Pendant qu'on charge la batterie A, elle envoie de l'électricité positive dans la bouteille C; il arrive un moment où une étincelle se produit en ED par la recombinaison de deux quantités égales de fluides contraires, que M. Riess prend comme égales à l'unité; puis, la charge continuant de se faire, une série d'étincelles se succèdent, et, si M est leur nombre total, la quantité d'électricité positive qu'a reçue la bouteille C est également exprimée par M en fonction de l'unité adoptée.

Mais la bouteille C a reçu précisément autant d'électricité positive qu'il s'est condensé de fluide négatif sur l'armature externe de la batterie A; donc M représente la charge négative de cette batterie, et aussi sa charge positive, puisque toutes deux sont sensiblement égales.

La quantité totale M d'électricité accumulée sur l'armature intérieure de la batterie s'étale sur sa surface S en une couche uniforme dont la densité est $\frac{M}{S}$; le potentiel V est proportionnel

à la même quantité. C'est ce que M. Riess a montré directement au moyen d'un électromètre à poids H, formé par un fléau de balance isolé, chargé d'un poids p et maintenu sous le conducteur Q. Au moment où la tension atteint une certaine limite sur le conducteur Q et sur l'extrémité q du bras de levier, la force répulsive qui se produit entre eux devient égale au poids p et fait baisser le fléau; et, comme cette force est proportionnelle au carré du potentiel qui règne à cet instant sur l'armature, V est proportionnelle à \sqrt{p} . Or on trouve que le potentiel ainsi mesuré est proportionnel à $\frac{M}{S}$, comme on l'avait prévu.

On voit donc : 1° comment on pourra mesurer en unités arbitraires la charge M et le potentiel V de la batterie; 2° com-

ment on déterminera l'élévation de température θ que la décharge de cette batterie déterminera dans le fil d'un thermomètre électrique. Voici comment les expériences étaient disposées (fig. 89).

L'extérieur de la batterie A communique, d'une part, à la bouteille électrométrique C, destinée à la fois à mesurer la charge et à répandre dans le sol l'électricité positive repoussée par A; d'autre part, avec une série d'appareils isolés, qui sont : 1° un excitateur universel I, dans lequel on pourra intercaler telle résistance z qu'on voudra; 2° le thermomètre électrique K; 3° un déchargeur composé d'une tige métallique LM qu'on fait tomber, en la tirant par un cordon de soie m , sur le conducteur N, qui communique avec la machine électrique B, et avec l'armature intérieure de la batterie. Grâce à cette disposition, on charge peu à peu cette batterie, on compte le nombre M des étincelles qui se produisent en ED, ensuite on fait agir le levier MN; la décharge a lieu, on mesure le mouvement du thermomètre et l'on peut calculer θ .

Disons maintenant comment θ varie quand on change la charge et les diverses circonstances des expériences.

LOIS DES TEMPÉRATURES. — 1° La série des conducteurs que doit traverser la décharge étant quelconque, mais invariable, et le fil de platine du thermomètre étant lui-même quelconque, mais fixe, on mesure son échauffement θ , d'abord quand on donne la même charge M à diverses batteries dont la surface S est différente. M. Riess a trouvé que θ est proportionnel à M^2 et en raison inverse de S :

$$\theta = a \frac{M^2}{S}.$$

2° a est un coefficient qui dépend à la fois de la résistance du circuit total et de celle du fil K : laissons la première constante et faisons varier le fil. A cet effet, M. Riess prenait deux fils de platine, plaçait l'un en K, l'autre en z , et mesurait l'échauffement θ du premier; puis il les changeait de place, c qui ne faisait pas varier le circuit total, et il déterminait θ' pour le second fil, après avoir rendu à la même batterie la

même charge que précédemment. Il trouva que θ et θ' sont indépendants de la longueur et en raison inverse de la quatrième puissance du diamètre d des fils échauffés; d'où il suit que a est égal à $\frac{d^4}{b}$ et que l'on a

$$\theta = \frac{b}{d^4} \frac{M^2}{S}.$$

3° M. Riess ayant toujours placé dans son thermomètre des fils de platine, on ne peut induire de ces expériences si b change, toutes choses égales d'ailleurs, avec la conductibilité du métal.

4° Mais b dépend du circuit total qui joint les deux armatures. Mesurons θ et calculons b quand la résistance de ce circuit est quelconque et égale à R , puis ajoutons extérieurement en z , entre les branches de l'excitateur, un fil dont la longueur, le diamètre et la conductibilité soient λ , δ et c ; sa résistance est $\frac{4\lambda}{\pi\delta^2 c}$ et celle du circuit devient R' :

$$R' = R + \frac{4\lambda}{\pi\delta^2 c} = R \left(1 + \frac{4}{\pi R} \frac{\lambda}{\delta^2} \right) = R \left(1 + \frac{p\lambda}{\delta^2} \right);$$

elle a augmenté dans le rapport de $1 + \frac{p\lambda}{\delta^2}$ à 1. D'un autre côté, b s'est changé en b' , et l'expérience prouve que l'on a

$$\frac{b'}{b} = \frac{1 + \frac{p\lambda}{\delta^2}}{1} = \frac{R}{R'}.$$

Par conséquent, le coefficient b est en raison inverse de la résistance totale du circuit ou égal à $\frac{m}{R}$, m étant une nouvelle constante; on a donc

$$(8) \quad \theta = \frac{m}{R d^4} \frac{M^2}{S}.$$

LOIS DES QUANTITÉS DE CHALEUR. — On peut maintenant calculer la quantité de chaleur q développée dans le fil du ther-

momètre; elle est égale au produit du poids $\frac{\pi}{4} d^2 l \rho$ de ce fil par sa chaleur spécifique C et par son élévation de température θ :

$$q = \frac{\pi}{4} d^2 l \rho C \frac{m}{R d^2} \frac{M^2}{S} = \frac{\pi}{4} \rho C m \frac{1}{R} \frac{l}{d^2} \frac{M^2}{S}.$$

En remarquant que $\frac{l}{d^2}$ est proportionnel à la résistance r du fil considéré, et en réunissant tous les coefficients numériques en un seul égal à K , on a

$$(9) \quad q = K \frac{r}{R} \frac{M^2}{S}.$$

Cette quantité de chaleur est dégagée pendant le temps très-court de la décharge. Elle est très-grande, parce que V et par suite M sont très-grands.

Le coefficient K ne pourrait varier qu'avec la nature des diverses substances employées; mais, si tous les conducteurs qui composent le circuit sont formés d'un même métal, on aura pour chacun d'eux

$$q_1 = K \frac{r_1}{R} \frac{M^2}{S}, \quad q_2 = K \frac{r_2}{R} \frac{M^2}{S}, \quad \dots,$$

et la somme de ces quantités, ou la chaleur totale développée dans le circuit, sera

$$(10) \quad Q = \frac{K}{R} (r_1 + r_2 + \dots) \frac{M^2}{S} = K \frac{M^2}{S}.$$

Elle sera indépendante de la résistance du circuit et ne variera qu'avec la charge et la surface de la batterie.

Quand une batterie est formée de bouteilles égales, sa surface S est proportionnelle au nombre de bouteilles, et la quantité de chaleur Q , développée par une charge fixe M , est d'autant plus faible que le nombre des bouteilles est plus grand.

Mais si, au lieu de charger diverses batteries avec le même nombre d'étincelles, on les charge au même potentiel, les choses ne se passent plus de la même manière. En effet, le potentiel est proportionnel à $\frac{M}{S}$, et par conséquent la quantité de

chaleur produite Q est proportionnelle à SV^2 , c'est-à-dire à la surface totale, ou, ce qui revient au même, au nombre des bouteilles.

La valeur du coefficient K n'a pu être fixée par M. Riess, puisque, dans ces expériences, toutes les quantités sont évaluées en unités arbitraires. La théorie permet d'aller plus loin. Nous avons en effet, pour équivalent mécanique de la décharge (5 bis),

$$W = 2\pi e \frac{M^2}{S}.$$

Son équivalent calorifique est

$$(11) \quad Q = \frac{W}{E} = 2\pi \frac{e}{E} \frac{M^2}{S}.$$

Cette équation, identifiée avec l'équation (10), donne

$$(12) \quad K = 2\pi \frac{e}{E}.$$

e est l'épaisseur de la lame-isolante, E le nombre qui exprime l'équivalent mécanique de la chaleur (¹).

Il faut toutefois observer que la formule théorique n'a été démontrée que pour le cas d'un condensateur à lame d'air. La valeur de K serait différente pour les condensateurs ordinaires, à cause du pouvoir inducteur spécifique de la lame isolante.

CASCADES. — M. Riess a fait aussi des expériences sur les batteries chargées en cascade.

Soient n bouteilles égales A_1, A_2, \dots, A_n , disposées de telle sorte que l'armature interne A_1 de la première soit en relation avec une source au potentiel V , son armature interne en relation avec l'armature interne de A_2 , etc., enfin l'armature externe de la dernière bouteille A_n en communication avec le sol. On dit qu'un tel système forme une *cascade*. Désignons par V_1 le potentiel commun à l'armature interne de A^2 et à l'armature externe de A_1 , et de même par V_2, V_3 les potentiels successifs des $n - 1$ conducteurs intermédiaires, formés cha-

(¹) Voir t. II, 2^e fascicule.

cuñ d'une armature interne et d'une armature externe. Soient enfin S la surface de chaque bouteille, e l'épaisseur de la lame isolante.

L'énergie de la cascade est

$$W = \frac{1}{2} MV.$$

Il s'agit de déterminer la charge M de l'armature interne de A_1 .

Elle est égale à $\frac{1}{4\pi} \frac{S}{e} (V - V_1)$; or l'armature extérieure qui l'entoure doit posséder une charge égale en quantité et de signe contraire, et, comme elle forme avec l'armature interne de A_2 un conducteur primitivement à l'état neutre, cette dernière possède une charge égale à M , et ainsi de suite. On a donc la série d'égalités

$$M = \frac{1}{4\pi} \frac{S}{e} (V - V_1) = \frac{1}{4\pi} \frac{S}{e} (V_1 - V_2) = \dots = \frac{1}{4\pi} \frac{S}{e} (V_{n-1} - 0).$$

Il résulte de ces équations que les potentiels V, V_1, \dots décroissent en progression arithmétique depuis V jusqu'à zéro, et que la différence $V - V_1$ est égale à $\frac{V}{n}$. Par suite, $M = \frac{1}{4\pi} \frac{S}{ne} V$.

On voit donc que la charge que prend, pour un potentiel donné V , l'armature interne d'une bouteille placée en tête d'une cascade, est n fois plus faible que si son armature extérieure était directement en communication avec le sol; en d'autres termes, la capacité de cette bouteille se trouve réduite dans le rapport $\frac{1}{n}$.

Quant à l'énergie de la cascade, elle a pour expression ⁽¹⁾

$$W = \frac{1}{8\pi} \frac{S}{ne} V^2 = \frac{2\pi ne}{S} M^2.$$

(1) Si l'on désigne par Σ la surface de la batterie dont on dispose, la surface S de chaque bouteille est $\frac{\Sigma}{n}$, et l'on a

$$W = \frac{1}{8\pi} \frac{\Sigma}{n^2 e} V^2 = \frac{2\pi n^2 e}{\Sigma} M^2.$$

Pour un même potentiel V , l'énergie de la cascade est n^2 fois plus faible que

Lorsqu'on dispose d'un potentiel donné V , l'énergie varie en raison inverse du nombre des bouteilles; mais, pour une charge déterminée, l'énergie est au contraire proportionnelle au nombre des bouteilles.

• Ces résultats, ainsi que tous ceux qui précèdent, ont été trouvés expérimentalement par M. Riess, longtemps avant qu'on les eût déduits de la théorie du potentiel.

si la batterie était chargée à la manière ordinaire; mais, pour une charge M donnée, elle est n^2 fois plus forte. Suivant le cas, on préférera donc la charge en quantité (pour un potentiel donné) ou la charge en tension (pour une quantité donnée d'électricité).

CHAPITRE XIII.

DÉCHARGE DISRUPTIVE.

Effets généraux des décharges électriques. — Fusion et volatilisation des métaux. — Inflammation des corps combustibles et des mélanges détonants. — Décompositions chimiques produites par la décharge. — Effets mécaniques des décharges électriques. — Effets physiologiques. De la décharge dans les gaz. — Aigrettes. — Étincelles. — Influence de la pression. — Cas des gaz très-raréfiés. — Spectre de l'étincelle. — Chaleur développée par l'étincelle. — Sa température. — Différence de potentiel nécessaire pour produire l'étincelle. — Non-conductibilité du vide. — Durée de l'étincelle.

EFFETS GÉNÉRAUX DES DÉCHARGES ÉLECTRIQUES.

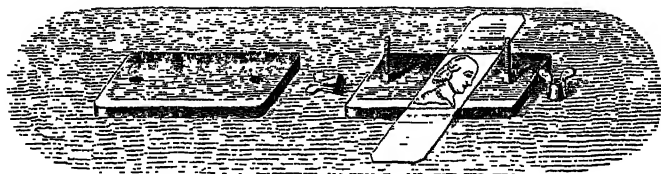
Après avoir mesuré, comme nous l'avons fait dans le Chapitre précédent, l'énergie totale d'une décharge qui se transforme intégralement en chaleur à travers des conducteurs, il nous reste à décrire, et à étudier, tout au moins qualitativement, les effets variés que la décharge électrique peut produire. Beaucoup d'entre eux sont encore trop mal connus pour qu'on puisse essayer avec quelque profit d'en faire une théorie générale; nous nous bornerons à classer les faits principaux, sans nous préoccuper outre mesure d'établir entre eux un lien logique définitif.

FUSION ET VOLATILISATION DES MÉTAUX. — Quand le circuit conducteur ne comprend, outre l'excitateur, qu'un fil court et mince ou une feuille métallique de très faible épaisseur, l'étincelle devient très bruyante, et la chaleur dégagée dans le fil ou la feuille peut suffire pour la fondre ou la volatiliser. On répète à cet égard dans les Cours les expériences suivantes. Des fils métalliques de diverse nature et de très faible

diamètre sont tendus sur un carton blanc; on fait traverser successivement chacun d'eux par des décharges égales obtenues, par exemple, à l'aide d'une même batterie chargée par le même nombre de tours d'une machine électrique. Les fils les plus résistants peuvent être volatilisés, tandis que d'autres plus conducteurs ne le sont pas : une trace noire dentelée marque sur le papier la place où était tendu le fil.

On peut encore placer une feuille à dorure sur une carte découpée qui représente le portrait de Franklin : on dépose cette carte sur une lame de verre ou sur un ruban de soie et l'on presse les trois surfaces l'une sur l'autre à l'aide de l'appareil représenté par la *fig. 90*. Au passage de la décharge la feuille

Fig. 90.



d'or se volatilise, passe à travers les découpures et imprime le portrait sur le verre ou sur la soie.

Les expériences de Van Marum ⁽¹⁾ et de M. Mascart ⁽²⁾ ont établi qu'il y a proportionnalité à peu près exacte entre l'énergie d'une décharge et la longueur d'un fil de nature et de diamètre donnés qu'elle est susceptible de fondre. Le Tableau suivant de l'une des expériences de M. Mascart indique d'une part les longueurs d'un fil de cuivre fondues par la décharge d'une batterie, d'autre part le nombre de tours imprimés à la machine pour charger la batterie : ce nombre est proportionnel à la quantité d'électricité mise en jeu par la décharge. On voit que les longueurs sont proportionnelles aux carrés des nombres de tours.

⁽¹⁾ Première continuation des expériences, etc., p. 8.

⁽²⁾ *Traité d'électricité statique*, t. II, p. 327.

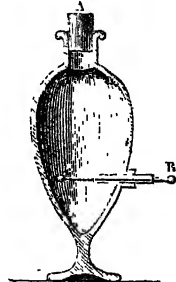
Nombre de tours de la machine	Longueur de fil fondu.	Longueur calculée pour 10 tours
90.....	550	6,9
80.... ..	420	6,6
60.... ..	240	6,6
55.....	200	6,6
50.....	170	6,8
40.... ..	110	6,9

De cette loi résulte un procédé commode pour la comparaison approximative et rapide des décharges électriques.

INFLAMMATION DES CORPS COMBUSTIBLES ET DES MÉLANGES DÉTONANTS. — Quand l'étincelle jaillit à travers un corps solide ou liquide, combustible ou détonant, elle peut en déterminer l'inflammation. Ainsi l'on enflamme de l'éther, de l'essence de térébenthine, on fait détoner de la poudre de guerre, de la dynamite, etc. Cette propriété de l'étincelle paraît être une simple conséquence de l'élévation de température qu'elle produit sur son trajet : on sait les nombreuses applications qu'elle a reçues en pyrotechnie.

L'étincelle produit encore l'inflammation des mélanges gazeux détonants qu'elle traverse. On le montre dans les Cours à l'aide du pistolet de Volta. C'est un vase métallique dans lequel pénètre une tige isolée BC (*fig. 91*) qu'on électrise de manière à faire jaillir une étincelle entre cette tige et la paroi métallique en communication avec le sol par la main de l'expérimentateur. On a introduit dans le vase une certaine quantité d'hydrogène, de façon à chasser une partie de l'air dont il était primitivement rempli et à former avec l'autre un mélange détonant. C'est l'inflammation de ce mélange gazeux qui projette au loin le bouchon A au moment de la décharge.

Fig. 91.



Gay-Lussac, utilisa cette expérience pour l'analyse des mélanges gazeux : son eudiomètre à eau n'est en effet qu'un pistolet de Volta modifié, de manière à permettre de recueillir et de mesurer le résidu gazeux de la décharge.

DÉCOMPOSITIONS CHIMIQUES PRODUITES PAR LA DÉCHARGE. — 1. Certains corps composés, l'ammoniaque par exemple, sont détruits par une élévation de température atteignant le rouge; mais, comme ces corps sont formés avec dégagement de chaleur, ils ne peuvent être détruits qu'en absorbant une quantité de chaleur égale : il en résulte qu'une étincelle électrique unique ne pourra détruire qu'un poids de gaz extrêmement minime. Pour décomposer quelques centimètres cubes de gaz, il faudra un nombre d'étincelles considérable.

Quelques composés gazeux éprouvent par l'action d'une série d'étincelles une décomposition partielle, qu'on peut ne pas observer quand on se borne à les faire passer dans un tube chauffé au rouge. Mais si, dans l'axe du tube chaud, on établit un tube métallique traversé par un rapide courant d'eau froide, on constate la dissociation du composé gazeux. M. Sainte-Claire Deville, auquel on doit cette disposition ingénieuse, a voulu imiter ainsi les alternatives de chaud et de froid auxquelles doivent se trouver soumises les molécules gazeuses portées à l'incandescence par le passage de l'étincelle, puis subitement refroidies au contact des parois du vase et du gaz froid ambiant. Dans les deux expériences, les gaz dissociés à très haute température échappent à la recombinaison par la rapidité de leur refroidissement.

2. On ne saurait affirmer toutefois que l'action de l'étincelle dans les cas qui précèdent se réduise absolument à l'élévation de température qu'elle provoque. Certains corps détruits par la chaleur se produisent sous l'influence de la décharge, principalement quand elle est diffuse et qu'elle ne donne lieu qu'à de faibles échauffements. Ainsi la décharge électrique obscure transforme l'oxygène en ozone : elle produit les acides persulfurique ⁽¹⁾ et perazotique ⁽²⁾, engendre les divers composés oxygénés de l'iode ⁽³⁾, enfin elle permet d'obtenir un

⁽¹⁾ BERTHELOT, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXVI, p. 23.

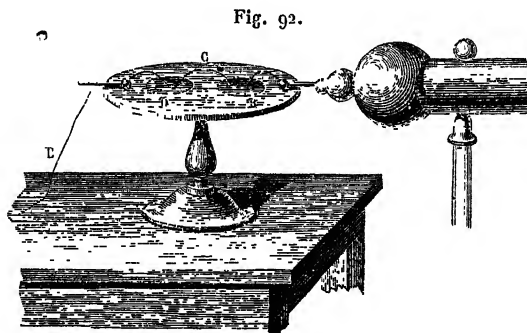
⁽²⁾ CHAPPUIS et HAUTEFEUILLE, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XCH, p. 81.

⁽³⁾ OGIER, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXV, p. 157.

assez grand nombre de composés organiques qu'on ne sait pas préparer d'une autre façon. La manière dont l'étincelle agit dans ce cas est absolument inconnue.

III. Quand une décharge électrique traverse un liquide conducteur, elle en provoque l'*électrolyse*. On désigne sous ce nom un mode spécial de décomposition produit par les courants et qui sera étudié en son lieu avec tous les développements qu'il comporte. Il suffit pour le moment de savoir que le métal d'un sel électrolysé se porte seul à l'électrode négative, les autres éléments à l'électrode positive.

Pour montrer l'électrolyse produite par la décharge, on peut, par exemple, disposer sur une lame de verre deux feuilles de papier humide B et D (fig. 92), l'une imprégnée de sulfate de



potasse et de teinture de tournesol rouge, l'autre du même sel et de teinture de tournesol bleue; on fait communiquer le conducteur de la machine électrique avec B et on relie B à D par un fil métallique C, ou simplement on taille les deux feuilles B et D en pointe du côté où elles se regardent; enfin on fait communiquer D avec le sol. Le papier B bleuit à l'extrémité voisine de D, D rougit à l'extrémité voisine de B; le potassium s'est donc porté au pôle négatif, où il a décomposé l'eau pour former de la potasse; l'acide s'est porté au pôle positif avec l'oxygène.

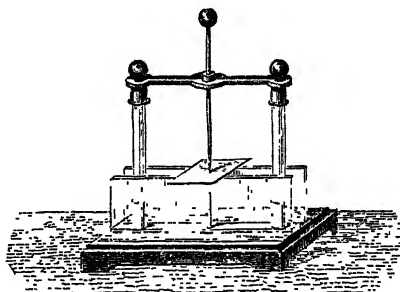
On peut aussi employer un papier imprégné d'iodure de potassium et d'amidon. Ce papier bleuit au pôle positif et l'iode

est mis en liberté. Cette disposition des expériences est due à Faraday ⁽¹⁾.

La chaleur nécessaire à la décomposition électrolytique des sels est empruntée à l'énergie de la décharge ; comme cette chaleur est en général très grande et l'énergie d'une décharge unique très minime, il en faut un nombre extrêmement grand pour mettre en liberté une quantité de métal appréciable.

EFFETS MÉCANIQUES DES DÉCHARGES ÉLECTRIQUES. — 1° *Cas des solides.* — Quand une décharge électrique traverse un corps isolant, elle le brise ou le déchire. Par exemple, séparons l'un de l'autre deux conducteurs aigus par une lame de verre bien sèche (fig. 93), en ayant soin de déposer une goutte d'huile

Fig. 93.



sur les pointes, ou mieux de les mastiquer dans deux cylindres de résine collés sur les deux faces du verre, afin d'empêcher la décharge latérale ; faisons communiquer les deux conducteurs avec les armatures d'une batterie ou même avec les deux pôles d'une machine de Holtz munie de son condensateur ; il

(¹) *Experimental researches*, t. I, p. 127. — Longtemps avant Faraday, Paetz van Troostwyck et Deiman avaient constaté que l'eau se décompose quand on y fait passer des étincelles entre deux fils d'or ou de platine, distants de quelques millimètres, et Pearson (*Phil. Trans.*, 1797) avait reconnu qu'il se dégage dans cette expérience un gaz tonnant.

Wollaston (*Phil. Trans.*, 1801), et après lui Faraday, imaginèrent de mettre en relation deux points voisins du liquide, l'un avec la machine électrique, l'autre avec le sol, comme nous l'avons indiqué.

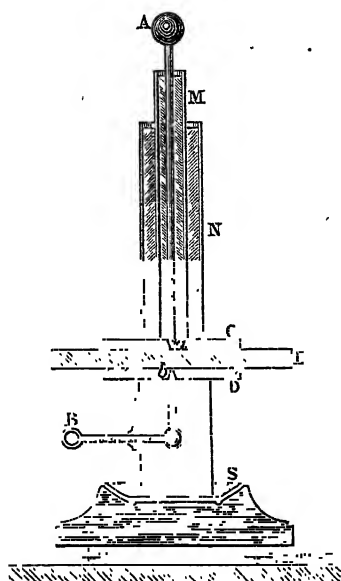
se produit dans le verre un trou extrêmement mince que l'on distingue cependant très bien, grâce à la réflexion irrégulière de la lumière sur ses bords ⁽¹⁾.

De même une carte placée entre deux pointes peu éloignées est percée et le trou a les bords relevés sur les deux faces, comme si la matière de la carte avait été soulevée et repoussée dans les deux sens à la fois. Le trou est toujours plus rapproché de la pointe négative que de la pointe positive, mais il est au milieu de leur intervalle dans l'air raréfié.

On peut admettre que la décharge est précédée d'une polarité-

(1) MM. Terquem et Trannin (*Journal de Physique*, t. IV, p. 120) terminent les deux tiges conductrices du perce-verre par des points engagés dans des

Fig. 94.



lames de verre L, L', entre lesquelles on dispose la lame à percer, recouverte d'huile d'olive sur ses deux faces. Les tiges elles-mêmes sont entourées de tubes de verre remplis d'un mélange de cire et de résine fondue qui adhère au verre, de sorte que l'appareil se monte et se démonte sans difficulté et peut servir un nombre de fois indéfini (fig. 94).

sation du corps diélectrique et ne se produit que lorsque la tension à la surface des corpuscules conducteurs (*voir* p. 177) est suffisante pour vaincre la résistance de l'espace mauvais conducteur intermoléculaire : aussi la décharge ne traverse-t-elle pas une lame de verre trop épaisse. Quand elle passe, on peut attribuer la déchirure produite soit à la pression électrique exercée sur le milieu interposé par l'électricité inverse de deux corpuscules conducteurs en regard, et alors l'action de la décharge serait purement mécanique; ou bien encore on peut admettre que le milieu, étant très résistant, s'échauffe beaucoup aux points traversés par la décharge, et alors la rupture serait une conséquence de la mauvaise conductibilité calorifique du corps isolant.

2^o *Cas des liquides.* — Quand la décharge traverse un liquide mauvais conducteur, l'étincelle ne se produit parfois qu'au bout de quelque temps; la secousse imprimée au liquide peut être assez forte pour le projeter de tous côtés et briser le vase. On obtient également cette rupture en faisant passer la décharge au sein du liquide à travers un fil court et assez fin pour être volatilisé.

Une expérience curieuse, et qui montre bien la grande résistance opposée par les liquides au passage de l'électricité, consiste à faire passer l'étincelle entre deux boules, dont l'une A est placée dans l'air, et l'autre B immergée à une très faible profondeur dans un liquide mauvais conducteur. L'étincelle fait la presque totalité de son trajet dans l'air : elle part de A presque horizontalement, de B presque verticalement. Ce phénomène curieux a été désigné, par suite d'une analogie assez vague, sous le nom de *réfraction de l'étincelle*.

On peut immerger les deux boules A et B à une très faible profondeur, et alors l'étincelle part normalement des deux boules vers la surface du liquide, la traverse et effectue son trajet dans l'air au voisinage immédiat de la surface.

EFFET PHYSIOLOGIQUE DES DÉCHARGES. — Les décharges électriques produisent sur l'organisme des effets plus ou moins intenses suivant leur nature et la différence de potentiel qui les produit. Un corps électrisé que l'on approche de la joue donne

la sensation du frôlement d'une toile d'araignée. Les petites étincelles produisent l'effet d'une piqure, celles qui sont plus fortes produisent une commotion plus ou moins violente, mais dont il est impossible de donner une idée précise; il faut l'avoir sentie. Si elle est faible, ce n'est qu'un choc instantané; plus forte, elle laisse des douleurs et un engourdissement prolongé; et, quand elle provient de larges batteries chargées par de puissantes machines, elle foudroie les animaux de la plus grande taille. Ce qui est remarquable, c'est qu'elle contracte les muscles, quoi qu'on fasse pour l'empêcher, et cela donne lieu à une expérience curieuse. On place une pièce de monnaie sur l'une des armatures d'un condensateur à plateau chargé, et l'on se met en communication avec l'autre armature; quand on approche les doigts pour saisir la pièce, ils reçoivent l'étincelle avant de la toucher et se contractent sans pouvoir la prendre.

Quand un grand nombre de personnes se tiennent par les mains pour former une chaîne et que la première et la dernière touchent les armatures d'un condensateur, la décharge traverse toute la série, et chacune reçoit la commotion. Toutefois cette commotion est plus faible au milieu qu'aux extrémités, et cela tient à ce que toutes les personnes communiquant au sol, une partie des fluides se réunit par la terre en passant par les pieds. Si tout le monde était isolé, chacun éprouverait un effet égal.

Dès le moment où l'on a connu ces effets, on a cherché dans l'électricité un remède contre les paralysies; ces tentatives n'ont point été stériles, mais aujourd'hui c'est l'électricité des piles et non celle des batteries que l'on applique à ce traitement : nous aurons l'occasion d'y revenir.

Quant à la manière dont se produisent les actions physiologiques de l'électricité, on peut dire que leur mécanisme intime est aussi complètement inconnu que celui des contractions musculaires développées par l'action de la volonté.

DE LA DÉCHARGE DANS LES GAZ.

La décharge électrique présente, dans les gaz, des formes très différentes, suivant la nature et la pression du gaz et la

valeur de la tension aux points des électrodes entre lesquels jaillit l'étincelle.

1° *Aigrettes*. — Un corps quelconque fortement électrisé paraît environné d'une lueur diffuse, quand on l'observe dans l'obscurité absolue. On peut exagérer cette lueur en activant la déperdition; par exemple, quand le conducteur est en communication permanente avec une bonne machine et se termine par une pointe aiguë; les lueurs électriques prennent au voisinage de la pointe une intensité toute particulière; la pointe paraît surmontée d'une aigrette lumineuse dont la forme diffère suivant que la pointe laisse échapper de l'électricité positive ou négative. L'aigrette positive est brillante et ramifiée; l'aigrette négative, plus pâle, se réduit à une lueur ovoïde séparée de la pointe par un petit intervalle obscur. Telles sont du moins les apparences que l'on observe dans l'air à la pression normale; elles sont moins nettes dans d'autres gaz, et les deux sortes d'aigrettes peuvent devenir alors difficiles à distinguer.

On manifeste parfois la différence d'aspect des deux sortes d'aigrettes en plaçant pendant un instant un plateau isolant de résine ou de caoutchouc durci à peu de distance de la pointe. Pour étudier l'électrisation superficielle produite sur le plateau, on y projette, à l'aide d'un soufflet, un mélange de soufre et de minium en poudre. Ces corps s'électrisent en sens inverse par leur frottement; le soufre prend l'électricité négative et dessine en traits jaunes les plages positives du plateau; le minium électrisé positivement s'attache aux points chargés d'électricité négative. On reconnaît ainsi que l'aigrette positive est caractérisée par une étoile jaune plus ou moins ramifiée, entourée d'un cercle rouge diffus, tandis que l'aigrette négative fournit une tache centrale rouge entourée à quelque distance d'un cercle jaune.

On donne parfois dans les cours une forme plus complexe à cette expérience des *figures de Lichtenberg* ⁽¹⁾. On promène sur un gâteau de résine le bouton terminal d'une bouteille de

(1) LICHTENBERG, *De nova methodo naturam ac motum fluidi electrici investigandi* (*Novi Comment. Soc. reg. Gætting.*, t. VIII, p. 168; 1777).

Léyde, de façon à tracer un caractère que l'on rend ensuite visible en projetant à la surface du gâteau le mélange du soufre et du minium. Le trait est ramifié et jaunie si l'armature de la bouteille communiquant à la boule est positive; il est rouge et formé de cercles détachés les uns des autres si elle est négative: dans les deux cas, on observe le résultat de la juxtaposition et de la pénétration partielle d'une série d'aigrettes.

La production des aigrettes est le plus souvent accompagnée d'un bruissement particulier qui révèle la discontinuité du phénomène. Observée dans un miroir tournant, l'aigrette se décompose en effet en aigrettes élémentaires qui se superposent physiologiquement, par suite de la persistance des impressions lumineuses: il suffit même de balancer rapidement la tête par un mouvement de droite à gauche pour reconnaître sa discontinuité.

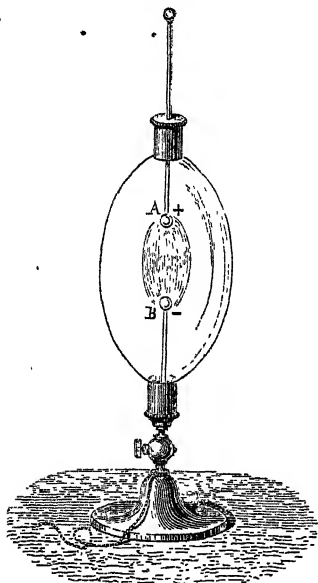
ÉTINCELLE. — Quand deux pointes ou deux petites boules chargées en sens contraire sont rapprochées à une faible distance, et que l'on entretient leur électrisation, comme cela a lieu, par exemple, dans la machine de Holtz, les aigrettes qui partent des deux boules se réunissent en un ovoïde lumineux diffus, dans lequel les caractères particuliers des deux sortes d'aigrettes sont encore reconnaissables; mais, à mesure que la distance diminue, les lueurs deviennent plus brillantes et mieux définies, et l'on finit par n'apercevoir entre les deux conducteurs qu'un trait lumineux large et uniforme, d'un blanc éblouissant. Le passage de la première forme de décharge à la seconde se fait ainsi d'une manière continue, comme on l'observe très bien à l'aide de la machine de Holtz, quand elle n'est pas munie de son condensateur.

Si l'on ajoute le condensateur, on n'observe plus à toute distance que l'étincelle proprement dite; rectiligne et d'un blanc vif quand les électrodes sont voisines, elle devient sinueuse quand la distance explosive est plus considérable. Les différences de potentiel nécessaires pour produire la décharge n'ont pas sensiblement changé; mais, la capacité des conducteurs entre lesquels jaillit l'étincelle étant plus grande, les étincelles sont plus rares et transportent une plus grande

quantité d'électricité; on n'observe si l'on veut qu'une seule branche d'aigrette à la fois, mais sa température est plus élevée et par conséquent son éclat plus considérable.

INFLUENCE DE LA PRESSION. — On peut aussi obtenir la transformation de l'aigrette en étincelle, ou réciproquement, en faisant varier la pression du gaz entre les deux boules sans

Fig. 95.



modifier leur distance. On y parvient à l'aide de *l'œuf électrique*. C'est un ballon de forme ellipsoïdale (fig. 95) muni de garnitures métalliques dont l'une, creuse et munie d'un robinet, permet de faire le vide dans l'appareil, tandis que l'autre livre passage, à travers une boîte à cuirs, à la tige mobile A. Quand on met les deux armatures en relation avec les deux pôles d'une machine de Holtz, munie de son condensateur, on voit à la pression ordinaire une série d'étincelles jaillir entre A et B. Si l'on diminue la pression, les étincelles deviennent plus fréquentes et bientôt les aigrettes apparaissent au voisinage des deux boules, dont l'intervalle est rempli d'une

leur ovoïde. Ce phénomène est très net vers la pression de 0^m,05 à 0^m,06 de mercure. Quand la pression descend encore au-dessous, les aigrettes elles-mêmes disparaissent et font place à de simples lueurs qui environnent les deux pôles et paraissent séparées par un intervalle totalement obscur.

En résumé, la diminution de pression du gaz produit un effet analogue à celui d'une diminution de capacité des électrodes : la charge qu'elles peuvent conserver diminue, par suite les décharges qu'elles produisent à une distance invariable deviennent plus nombreuses et moins nourries. Ces appa-

rences sont une confirmation de ce que nous savions déjà sur les lois de la déperdition dans les gaz raréfiés (*voir* p. 63), d'après les expériences de Matteucci, par exemple.

CAS DES GAZ TRÈS RARÉFIÉS. — Cependant des phénomènes tout particuliers apparaissent quand les gaz sont extrêmement raréfiés; ils ont été observés par MM. Hittorf⁽¹⁾ et Goldstein⁽²⁾ et étudiés particulièrement par M. Crookes⁽³⁾, qui a donné à ces expériences un éclat tout particulier.

Nous supposons, par exemple, que l'on opère avec un œuf électrique dans lequel la pression a été réduite à quelques millièmes d'atmosphère; alors l'intérieur de l'appareil demeure presque entièrement obscur, si ce n'est aux points opposés à l'électrode négative : là se développe une phosphorescence remarquable du verre, dont on peut déterminer la forme et l'étendue en menant les trajectoires orthogonales de l'électrode négative. Si l'on donne à celle-ci la forme d'un miroir sphérique concave, ces trajectoires forment un faisceau conique de droites qui coupe la paroi suivant un cercle : la tache phosphorescente demeure immobile, soit qu'on attache le pôle positif en *b*, *c*, *d* [(fig. 96) à droite. La figure de gauche montre ce qui se produit quand le gaz est à une pression voisine de la pression atmosphérique]. Quand l'électrode a la forme d'un miroir cylindrique (fig. 97), le faisceau de droites présente une arête d'intersection et diverge au delà en une sorte de cône rendu visible par la phosphorescence de la paroi. Enfin si, sur le trajet du faisceau, on interpose un obstacle conducteur, tel qu'une croix d'aluminium *b* (fig. 98), on en voit l'ombre *cd* se dessiner sur la paroi opposée au milieu de la lueur phosphorescente. Ces phénomènes, que M. Crookes a attribués à un état spécial du gaz, et dont l'explication, encore inconnue, touche sans doute aux propriétés les plus intimes de l'élec-

(¹) HITTORFF, *Ann. de Pogg.*, t. CXXXVI, 1869; *Ann. de Wiedemann*, t. VII, 1880.

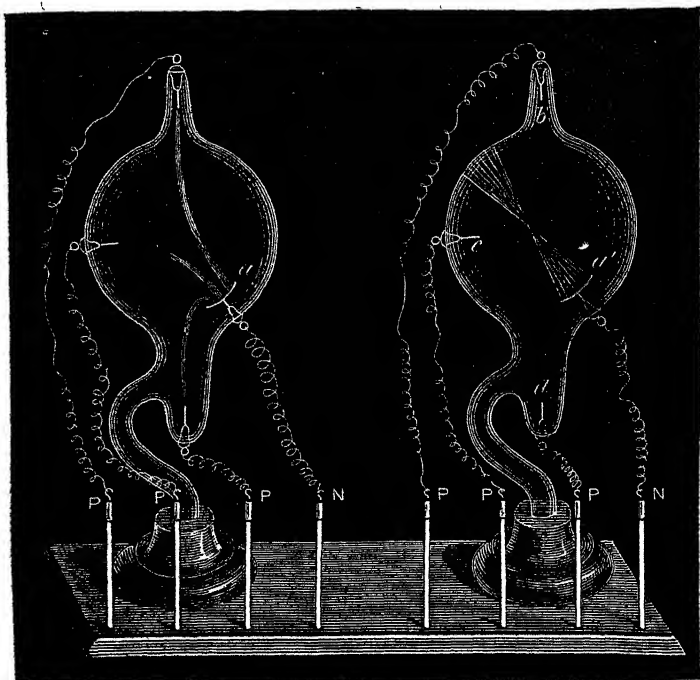
(²) GOLDSTEIN, *Untersuchungen über die electrische Entladung in Gasen*; Berlin, 1880.

(³) CROOKES, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XIX, p. 195; *Proceedings of the Royal Society*, XXVIII, p. 103, 347; *Philosophical Transactions*, t. VI, p. 11 (1879); *Journal de Physique*, t. IX, p. 30, 37 et 164.

tricité, ne se produisent qu'avec de très fortes tensions : M. Crookes les réalise à l'aide d'une puissante bobine d'induction, mais on peut aussi les obtenir à l'aide de la machine électrique, dans des conditions évidemment plus simples.

Les foyers des trajectoires qui développent la phosphores-

Fig. 96.

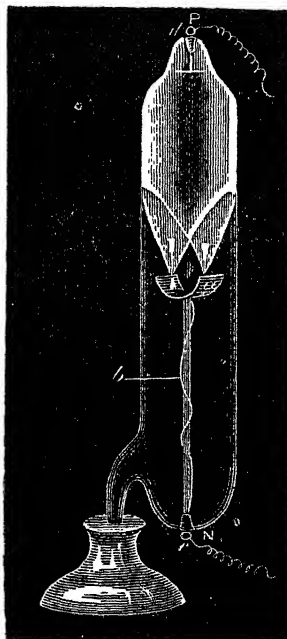


cence dans ces expériences sont aussi des foyers calorifiques. M. Crookes a pu y fondre le verre et même le platine.

On peut aussi obtenir, par la décharge dans les gaz raréfiés, des effets mécaniques remarquables, mais pour lesquels il n'est pas nécessaire d'abaisser autant la pression. Un moulinet à ailettes non conductrices (*fig. 99*) tourne comme si ses palettes subissaient le choc d'un fluide matériel issu du pôle négatif; en renversant le sens des décharges, on renverse aussi le signe de

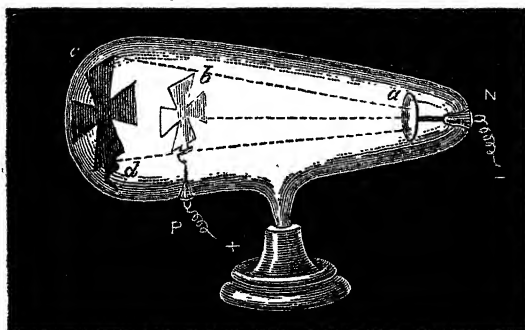
la rotation. On peut encore donner à l'électrode négative elle-

Fig. 97.



même la forme d'un moulinet (*fig. 100*); elle éprouve un mou-

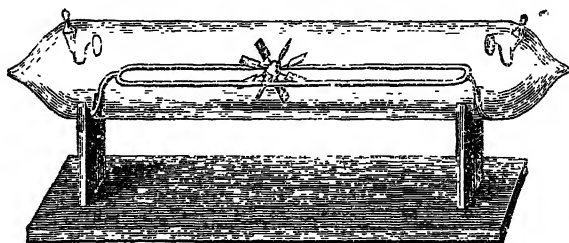
Fig. 98.



vement de recul qui rappelle celui du tourniquet électrique.

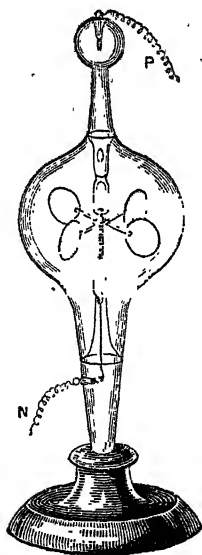
Les trajectoires actives obéissent à l'influence de la main et peuvent aussi être déviées par l'aimant. Nous reviendrons plus

Fig. 99.



tard sur ce dernier phénomène, quand nous aurons étudié l'ac-

Fig. 100.



tion des aimants sur les courants et des courants entre eux.

Le vide absolu paraît absolument dénué de conductibilité et les phénomènes étudiés par M. Crookes s'affaiblissent et

tendent à disparaître quand la raréfaction est poussée au delà d'une certaine limite.

COULEUR DE L'ÉTINCELLE. — L'éclat de l'étincelle, plutôt que sa couleur, change quand on fait varier la pression du gaz; mais, si l'on remplace un gaz par un autre, la couleur de l'étincelle se modifie. D'après Faraday (1), les couleurs dominantes de l'étincelle sont les suivantes :

Air.....	Blanche un peu bleue.
Azote.....	Bleue ou pourpre. Son remarquable.
Hydrogène.....	Cramoisie.
Acide carbonique..	Verte, très-irrégulière.
Oxyde de carbone..	Rouge ou verte.
Chlore.....	Verte.

La couleur vire toujours au blanc quand la pression s'accroît.

Analysée au spectroscopie, la lumière de l'étincelle présente deux sortes de raies, les unes, caractéristiques du gaz, s'observent d'autant mieux que la pression est plus faible et donnent les colorations observées par Faraday; les autres caractérisent le métal des électrodes et s'aperçoivent surtout quand le gaz est à une haute pression : l'étincelle entraîne donc avec elle des vapeurs empruntées à la matière des électrodes. Nous revien-
drons sur ce sujet à propos de l'analyse spectrale.

CHALEUR DÉVELOPPÉE PAR L'ÉTINCELLE. — On constate aisément qu'un gaz s'échauffe quand il est traversé par des décharges électriques. On répète à cet égard dans les cours les expériences du mortier électrique (*fig.* 101) et du thermomètre de Kinnersley (*fig.* 102). Le mortier électrique projette une bille par l'effet de la dilatation de l'air, quand on le fait traverser par une puissante décharge. Quant au thermomètre de Kinnersley, c'est un vase fermé A (*fig.* 102), contenant de l'eau et de l'air et dans lequel on fait passer une étincelle entre les boules situées toutes deux dans l'air; au moment de la décharge, le liquide est projeté par un tube communiquant B.

On peut réaliser des mesures en modifiant rationnellement

le thermomètre de Kinnersley, comme l'a fait M. Villari ⁽¹⁾. On lui donne alors la forme d'un ballon contenant les deux électrodes : celles-ci sont disposées de telle sorte qu'on peut faire varier à volonté et mesurer leur distance à l'aide d'un véritable micromètre à étincelles. Le ballon se termine par un

Fig. 101.

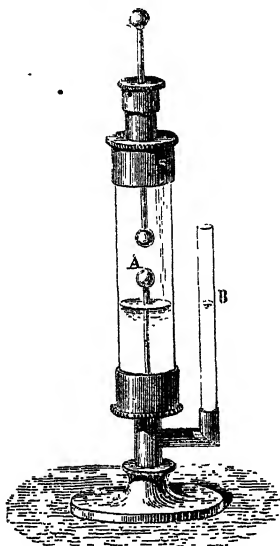
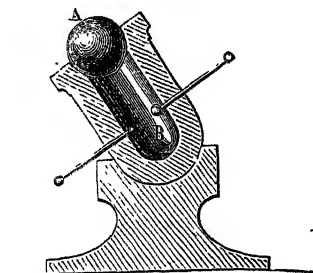


Fig. 102.



tube vertical capillaire plongeant dans de l'acide sulfurique qui se maintient soulevé à une certaine hauteur dans le tube. A chaque étincelle qui passe, la pression du gaz augmente, et le liquide baisse dans le tube d'une quantité proportionnelle à la quantité de chaleur dégagée.

M. E. Wiedemann ⁽²⁾ a mesuré la chaleur développée par l'étincelle dans un gaz plus ou moins raréfié; à cet effet, il entoure d'un calorimètre un tube traversé par les décharges d'une machine de Töpler ⁽³⁾, d'un débit extrêmement considé-

⁽¹⁾ *Journal de Physique*, t. IX, p. 5; 1880.

⁽²⁾ *Annales de Chimie et de Physique*, 5^e série, t. XXI, p. 449; 1880.

⁽³⁾ Les machines de Töpler sont analogues à la machine de Holtz. Voir le Mémoire original de M. Wiedemann.

rablé. L'un des pôles de la machine communique au sol ainsi que l'une des électrodes du tube à décharge et l'autre électrode reçoit à volonté de la machine de l'électricité positive ou négative : on peut aussi introduire dans le circuit une interruption extérieure au tube et constituée par un micromètre à étincelles dont les deux boules sont plus ou moins écartées, suivant le besoin.

M. E. Wiedemann a ainsi reconnu que, lorsque la pression diminue, les quantités de chaleur développées par minute diminuent d'abord pour croître ensuite, tandis que le nombre des étincelles augmente d'abord pour décroître ensuite. En somme, la chaleur dégagée varie en sens inverse du nombre des décharges correspondant à une même quantité d'électricité fournie par la machine, mais pas exactement en raison inverse de ce nombre, comme le voudrait la théorie ⁽¹⁾. Les lois de la variation ne sont pas les mêmes suivant que la machine fournit de l'électricité positive ou négative, et la chaleur dégagée se partage inégalement entre les électrodes et l'espace occupé par le gaz dans le tube capillaire qui les sépare.

TEMPÉRATURE DE L'ÉTINCELLE. — Il est impossible d'évaluer directement cet élément; on peut toutefois, d'après les déterminations calorimétriques, trouver un maximum de cette température, en admettant que toute la chaleur de l'étincelle est employée à produire une élévation de la température du gaz et que la durée de l'étincelle est assez courte pour qu'il n'y ait pendant son passage aucune perte de chaleur par rayonnement, etc. On doit à M. E. Wiedemann quelques mesures absolues de ce genre : il a trouvé que les étincelles positives de la machine de Töpler produisaient une élévation de température de $+1977^{\circ}$ d'un gaz à la pression de $15^{\text{mm}},5$, contenu

(¹) Soit V le potentiel que produirait la quantité d'électricité considérée, le potentiel correspondant à une décharge est $\frac{V}{n}$; la quantité de chaleur correspondante est proportionnelle à $\left(\frac{V}{n}\right)^2$ ou, pour les n décharges, à $n\left(\frac{V}{n}\right)^2$ ou à $\frac{V^2}{n}$.

dans un tube de 0^{mm}, 78 de diamètre; elles ne produisaient plus qu'une élévation de 1148° pour une pression de 5^{mm}, 1 ⁽¹⁾. Dans des tubes larges, la température de l'étincelle pourrait, d'après M. Hasselberg ⁽²⁾, M. Hittorff ⁽³⁾ et M. Wiedemann lui-même, descendre au-dessous de 100°.

Toutefois, ces déterminations supposent que tous les points de la masse gazeuse traversés par l'étincelle sont échauffés par elle, c'est-à-dire que la masse entière du gaz contribue au transport de l'électricité. Il pourrait se faire qu'il n'en fût pas ainsi, qu'un petit nombre de filaments gazeux, si l'on peut ainsi s'exprimer, servissent seuls au transport de l'électricité, et alors la température déterminée par les expériences ne serait plus qu'une moyenne dénuée de signification.

DIFFÉRENCE DE POTENTIEL NÉCESSAIRE POUR PRODUIRE UNE ÉTINCELLE. — A la pression ordinaire et pour une même différence de potentiel, l'étincelle jaillit à une distance plus grande entre deux pointes qu'entre deux boules. En général, pour chaque forme particulière attribuée aux électrodes, il y a une relation particulière entre la valeur de la distance explosive et la différence de potentiel qui produit la décharge : l'expérience seule peut déterminer cette relation.

On constate aisément que les distances explosives correspondant à une même différence de potentiel varient suivant la forme et les dimensions des électrodes, à l'aide de l'excitateur universel représenté (*fig.* 103) avec toutes ses pièces accessoires. Cet appareil est extrêmement commode, grâce à la multiplicité des mouvements dont il est susceptible par les charnières *a*, *a'*, les vis *F*, *F'* et les coulisses *C*, *C'*. L'une des tiges *B'C'* est divisée en millimètres, ce qui permet de graduer l'écart donné aux électrodes et de le mesurer avec une précision suffisante, dans le cas particulier où les tiges *CB*, *C'B'* sont horizontales.

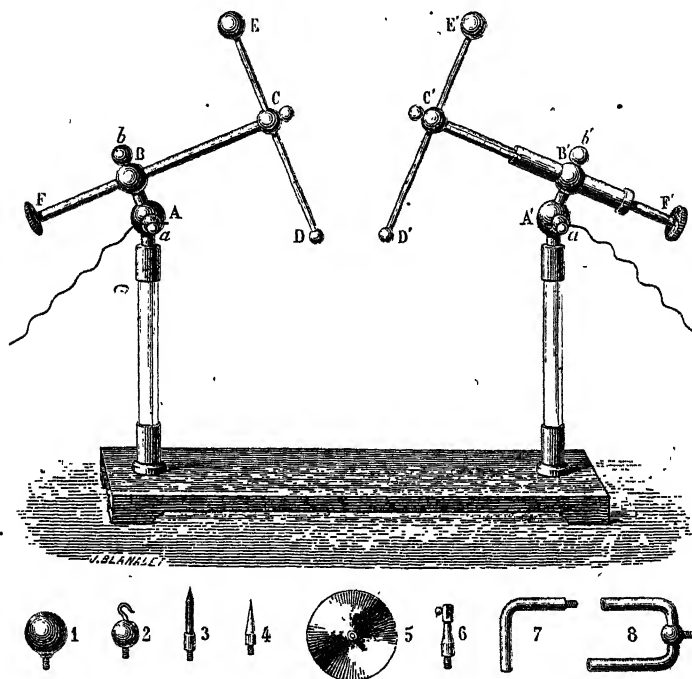
(¹) Le nombre des décharges fournies par la machine était de 60000 par minute environ pour la pression de 15^{mm}, 5, et de 144000 pour la pression de 5^{mm}, 1.

(²) HASSELBERG, *Beiblätter zu den Annalen der Physik*, t. IV, p. 132; 1880.

(³) HITTORFF, *Wied. Ann.*, 2^e série, t. VII, p. 578; 1879.

Les expériences de M. Harris ⁽¹⁾, celles de M. Riess ⁽²⁾ et de M. Knochenhauer ⁽³⁾ sur la décharge des batteries opérée entre deux boules ont établi qu'entre certaines limites la distance explosive est proportionnelle à la charge du condensateur et

Fig. 103.



en raison inverse du nombre des bouteilles, c'est-à-dire qu'elle est proportionnelle à la différence de potentiel des deux armatures.

Voici le Tableau de l'une des expériences de M. Riess.

(¹) HARRIS, *Phil. Trans.*, p. 225; 1834.

(²) RIESS, *Reibungs-Electricität*, t. I^{er}, p. 377.

(³) KNOCHENHAUER, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XVII p. 78.

DISTANCE explosive	CHARGE.							
	Deux bouteilles		Trois bouteilles		Quatre bouteilles		Cinq bouteilles.	
	Observ.	Calculé	Observ.	Calculé	Observ.	Calculé	Observ.	Calculé
1.....	»	»	3	2,5	3,5	3,3	4,3	4,2
2.....	3,0	3,3	5,5	5,0	7	6,7	8,5	8,3
3.....	4,6	5,0	8	7,5	10,1	10	12,5	12,5
4.....	6,4	6,7	10,3	10	13,5	13,3	16	16,7
5.....	7,5	8,3	»	»	16	16,7	»	»

La charge était mesurée par le nombre d'étincelles d'une bouteille de Lâne interposée dans le circuit; les électrodes étaient deux boules ayant pour diamètre, l'une positive, 12^{mm}, 76, l'autre négative, 9^{mm}. La distance explosive a varié de 1^{mm}, 12 à 5.1^{mm}, 12 = 5^{mm}, 60.

La loi qui résulte des expériences précédentes n'est d'ailleurs pas absolue. Sir William Thomson ⁽¹⁾, employant des différences de potentiel V très faibles, a mesuré les distances explosives d correspondantes entre deux plateaux légèrement bombés au centre; il a trouvé que le rapport $\frac{V}{d}$ décroît quand d augmente et ne devient sensiblement constant que pour des valeurs de d supérieures à 1^{mm}. Pour de très grandes distances explosives, $\frac{V}{d}$ varie de nouveau, et il semble, d'après les expériences de M. Gaugain ⁽²⁾ et de M. Mascart ⁽³⁾, que d tend vers l'infini pour une valeur finie de la différence de potentiel V . D'après M. Mascart, cette valeur n'excéderait guère 25 à 30 fois celle qui correspond à des étincelles de 1^{mm}. La pression électrique correspondante, à la surface de deux électrodes sphériques de 22^{mm}, serait d'environ 0^{atm}, 03.

⁽¹⁾ W. THOMSON, *Reprint of papers*, p. 267.

⁽²⁾ GAUGAIN, *Annales de Chimie et de Physique*, 4^e série, t. VIII, p. 75. Voir encore le travail de MM. Wiedemann et Rühlmann (*Pogg. Ann.*, CXLV, p. 235 et 364), et *Journal de Physique*, t. I, p. 259.

⁽³⁾ MASCART, *Traité d'électricité statique*, t. II, p. 90.

Harris ⁽¹⁾, Masson ⁽²⁾, MM. Knochenhauer ⁽³⁾, G. Wiedemann et Ruhlmann ⁽⁴⁾ ont étudié l'influence de la variation de pression et constaté qu'entre certaines limites la différence de potentiel correspondant à une distance explosive constante est proportionnelle à la pression du gaz. Toutefois, quand la pression diminue beaucoup, la différence de potentiel diminue moins rapidement que ne l'indiquerait cette loi.

Pour des pressions supérieures à la pression atmosphérique et de plus en plus grandes, la distance explosive correspondant à une différence de potentiel donnée diminue constamment; cette propriété, signalée par Dœbereiner ⁽⁵⁾, a été vérifiée par M. Cailletet ⁽⁶⁾.

TUBES ÉTINCELANTS. — Au lieu de pratiquer une interruption unique sur le circuit d'une décharge, on peut en produire plu-

Fig. 104.

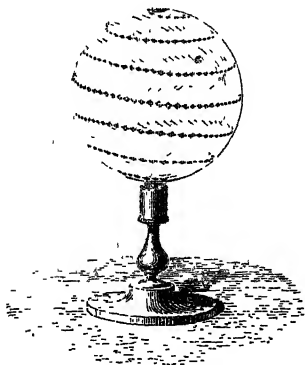
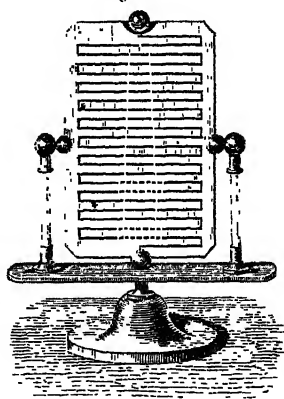


Fig. 105.



sieurs, et alors la somme des longueurs que franchit l'étincelle dans l'air se trouve notablement augmentée. Quand les con-

⁽¹⁾ HARRIS, *loc. cit.*

⁽²⁾ MASSON, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XXX, p. 41.

⁽³⁾ KNOCHENHAUER, *Pogg. Ann.*, t. LVIII, p. 219.

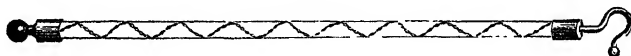
⁽⁴⁾ WIEDEMANN et RUHLMANN, *loc. cit.*

⁽⁵⁾ DABEREINER, *Schweiger's Journal*, t. LXII, p. 89.

⁽⁶⁾ CAILLETET, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXIV, p. 1282.

ducteurs sont très voisins et les interruptions nombreuses, l'expérience est susceptible d'une forme très brillante et aussi très ancienne, consistant à placer bout à bout et à une très faible distance, à la surface intérieure d'un tube, d'un ballon ou

Fig. 106.



sur une plaque de verre (*fig. 104, 105, 106*), de petites lames d'étain taillées en pointe et formant des dessins variés. A chaque décharge toutes les interruptions s'illuminent à la fois, et l'ensemble des points éclairés reproduit dans l'obscurité l'objet que l'on a voulu représenter.

NON-CONDUCTIBILITÉ DU VIDE. — Nous avons vu que la différence de potentiel nécessaire pour produire une décharge à une distance donnée diminue avec la pression : on pourrait croire que ces deux quantités tendent en même temps vers zéro. Il n'en est rien et, pour une assez grande raréfaction du gaz, la différence de potentiel passe par un minimum, puis augmente de nouveau ; quand le vide est aussi parfait que possible, la décharge refuse absolument de le traverser. C'est ce que l'on montre à l'aide de tubes dans lesquels on a d'abord poussé le vide aussi loin que possible au moyen de la pompe à mercure, après les avoir remplis d'acide carbonique : on répète plusieurs fois cette opération, enfin on absorbe les dernières traces d'acide avec un fragment de potasse introduit d'avance dans le tube et que l'on chauffe fortement après la fermeture. On peut aussi, comme le fait M. Alvergniat, chauffer le tube jusqu'au ramollissement du verre, tandis qu'on y fait le vide avec la pompe à mercure. L'étincelle ne passe pas dans un tube T ainsi préparé, où les deux électrodes ne sont distantes que de 0^{mm},5, et peut cependant franchir en *p*, dans l'air, un intervalle de 15 à 20^{cm} (*fig. 107*).

Morren ⁽¹⁾ a déterminé pour divers gaz la pression corres-

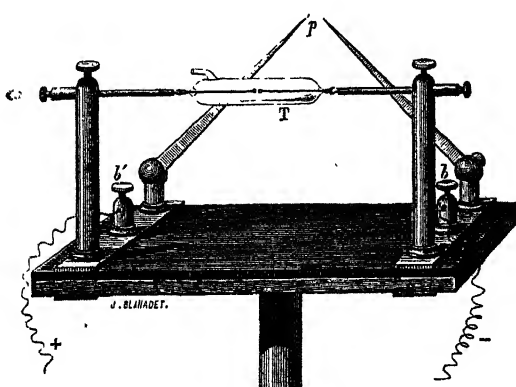
(¹) MORREN, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LIV, p. 735.

pondante à la moindre résistance au passage des décharges électriques et l'a évaluée comme il suit :

Hydrogène.....	mm 2,8
Acide carbonique.	0,08
Azote.....	0,1
Oxyde de carbone.....	1,6
Oxygène.....	0,6

Ces nombres ne peuvent qu'indiquer l'ordre de grandeur des pressions dont il s'agit : elles paraissent dépendre du diamètre des tubes où l'on opère (1).

Fig. 107.



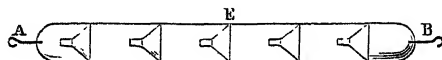
SOUPAPES ÉLECTRIQUES. — La forme des électrodes influe sur la valeur de la distance explosive, et, dans le cas de deux électrodes de forme et de dimensions différentes, le sens dans lequel passe la décharge influe aussi : on peut donc régler la distance de deux électrodes A et B de telle sorte que, quand l'électrode A est positive, la décharge passe, tandis qu'elle ne passe pas quand A est négative. C'est ce qu'a fait Faraday en munissant l'excitateur d'une fourche F terminée par deux boules dont l'une A est plus grande que la seconde a; l'autre branche porte de même deux boules identiques à la première, mais la

(1) SCHULTZ, *Pogg. Ann.*, t. CXXXV, p. 249. — *Annales de Chimie et de Physique*, 4^e série, t. XVI, p. 479.

petite boule de chaque fourche se trouve opposée à la grande boule de l'autre. La décharge passe toujours entre les boules de telle sorte que la plus petite soit l'électrode positive. On peut remplacer la petite boule par une pointe, mais à la condition de produire une interruption en un autre point du circuit, de façon à avoir à la fois une étincelle à travers cette interruption et une étincelle dans l'excitateur; dans ces conditions, l'expérience réussit mieux entre une boule et une pointe qu'entre deux boules.

M. Gaugain ⁽¹⁾ s'est servi de cette propriété pour installer un appareil qu'il a désigné sous le nom de *soupape électrique*. C'est essentiellement un œuf électrique dont une des boules a été vernie sauf en un point, tandis que l'autre est nue. Dans ces conditions, et pour une pression convenable, les décharges passent de la boule vernie à la boule nue, mais non en sens contraire, et cela dans des limites de différence de potentiel très étendues. On produit des effets analogues dans les tubes dits *de Geissler*, en effilant l'une des électrodes et terminant l'autre par un petit disque perpendiculaire à l'axe du tube ⁽²⁾, ou même en cloisonnant un tube, muni d'électrodes A, B identiques (fig. 108), à l'aide de tubes E en entonnoir, soudés

Fig. 108.



à son intérieur et présentant tous leurs points du même côté: dans ce dernier cas, la décharge passe plus facilement à travers les tubes de la pointe à la base des entonnoirs que dans la direction opposée.

DURÉE DE L'ÉTINCELLE. — La durée et même la nature de l'étincelle dépendent de la résistance interpolaire. 1° Quand cette résistance est très grande, par exemple quand on interpose une

(1) GAUGAIN, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XL, p. 540.

(2) POGGENDORFF, *Annales de Chimie et de Physique*, 4^e série, t. XIV, p. 482.

colonne d'eau dans le circuit d'une batterie, la décharge est intermittente, comme on peut s'en convaincre à l'aide d'un miroir tournant dans lequel on regarde l'image de la décharge : les premières étincelles sont d'abord équidistantes, puis elles s'écartent de plus en plus. 2° Quand on diminue la résistance, les étincelles se rapprochent et enfin la décharge devient continue; pour une certaine résistance, sa durée est minimum. 3° Quand on emploie des résistances très faibles, la décharge devient oscillante, c'est-à-dire qu'elle part alternativement des deux électrodes; on voit dans le miroir tournant deux rangées parallèles de points lumineux, séparées par un intervalle relativement obscur : les points supérieurs et inférieurs ne coïncident pas. La résistance limite au-dessous de laquelle commence la décharge oscillante ne paraît pas dépendre de la distance explosive, c'est-à-dire de la différence des potentiels, mais seulement de la capacité de la batterie : elle est en raison inverse de la racine carrée de cette capacité. Ces divers résultats sont dus à M. Feddersen ⁽¹⁾.

Quand la décharge est continue, sa durée est toujours extrêmement faible. MM. Cazin et Lucas ⁽²⁾ ont étudié les diverses circonstances qui la font varier. A cet effet, ils observaient la lueur de l'étincelle à travers un disque de mica sur lequel se trouvent cent quatre-vingts traits transparents : ce disque tourne derrière un disque opaque fixe, portant seulement six traits transparents qui forment vernier avec les traits du disque mobile. Un trait transparent arrive à chaque rotation successive en coïncidence avec l'un quelconque des traits du vernier, et produit six coïncidences; les cent quatre-vingts traits en produisent 1080 à chaque rotation. En donnant au disque une vitesse suffisante on peut obtenir un nombre de coïncidences extrêmement grand, soit par exemple 100000 par seconde. Une lueur dont la durée est inférieure à $\frac{1}{100000}$ de seconde n'éclairera en général aucune coïncidence, et pourra en éclairer une au plus; si elle est

(1) FEDDERSEN, *Pogg. Ann.*, t. CIII, p. 69, et *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. LIV, p. 435, et t. LXIX, p. 178.

(2) LUCAS et CAZIN, *Annales de Chimie et de Physique*, 4^e série, t. XXVI, p. 477.

comprise entre $\frac{1}{100000}$ et $\frac{2}{100000}$ de seconde, elle en éclairera une et parfois deux, et ainsi de suite. Le Calcul des probabilités permet de lever l'indétermination à la condition de faire un grand nombre d'observations successives : c'est ce qu'ont fait MM. Lucas et Cazin ; on consultera leur Mémoire avec profit. Les durées qu'ils ont observées dans des conditions très variées sont comprises entre 7 et 90 millionièmes de seconde.



CHAPITRE XIV.

SOURCES DIVERSES D'ÉLECTRICITÉ. ÉLECTRICITÉ ATMOSPHÉRIQUE.

Sources diverses d'électricité. — Pression. — Division des corps. —

Clivage. — Chaleur. — Contact. — Actions chimiques.

Électricité atmosphérique. — Méthodes employées pour l'observation de l'électricité atmosphérique. — Phénomènes qu'on observe par un ciel serein. — Électricité des nuages. — Orages. — Éclair. — Tonnerre. — Influence des nuages orageux sur le sol. — Choc en retour. — Effets de la foudre : I. Sur les corps conducteurs; II. Sur les isolants. — Foudre globulaire. — Paratonnerres.

SOURCES DIVERSES D'ÉLECTRICITÉ.

Jusqu'ici, c'est en frottant deux corps l'un contre l'autre que nous les avons électrisés; quand nous avons eu recours à des phénomènes d'influence, comme dans la machine de Holtz par exemple, nous avons toujours supposé implicitement que l'inducteur, nécessaire à la mise en train de l'appareil, devait son électricité au frottement : cependant on connaît d'autres sources d'électricité, et les plus importantes au point de vue pratique et industriel ne font intervenir aucun frottement pour la production de l'électricité qu'elles mettent en œuvre. C'est dans une autre partie de cet Ouvrage que viendra naturellement l'étude de ces dernières : nous nous bornerons à signaler ici quelques sources d'électricité peu connues, qui n'ont donné lieu à aucune application importante, et dont la théorie est encore à trouver. Nous nous dispenserons d'y revenir par la suite.

PRESSION. — DIVISION DES CORPS. — CLIVAGE. — Toutes les actions mécaniques peuvent développer de l'électricité.

I. Libes; ayant préparé un plateau de bois recouvert de

taffetas, déposa et pressa sur sa surface un disque de métal isolé; il le souleva ensuite en prenant soin de ne point le frotter et le trouva chargé négativement; ce disque eût été positif, si on l'avait frotté sur le même plateau de taffetas.

Tous les corps que l'on comprime sur d'autres substances s'électrisent, avec d'autant plus d'énergie que la pression a été plus forte, et prennent des quantités d'électricité égales et contraires; seulement, il faut que la séparation des deux corps soit rapide pour que l'électricité se conserve, et d'autant plus rapide qu'ils sont meilleurs conducteurs. Par des procédés que nous n'étudierons point, M. Becquerel ⁽¹⁾ a reconnu cette propriété même dans les métaux.

Les corps cristallisés, et en particulier le spath d'Islande, s'électrisent très-bien quand on les comprime entre les doigts; et ce qu'il y a de remarquable, c'est que ce dernier cristal conserve pendant des semaines entières l'électricité qu'il a reçue par ce procédé. Haüy ⁽²⁾ en a profité pour construire un électroscope qui n'est qu'une simple aiguille horizontalement placée sur un pivot, portant un morceau de spath à une extrémité et un contre-poids à l'autre. L'électricité que le cristal reçoit par la compression et qu'il garde ensuite très longtemps est positive.

II. Quand on racle avec un couteau un corps isolant comme le soufre, la résine, la cire, etc., on détache des fragments qu'on peut faire tomber sur un électroscope et qui sont positifs.

III. On colle sur les deux faces d'une lame épaisse de mica deux manches en mastic, puis, après avoir séché le tout, on clive le mica en exerçant une traction sur les manches, et les deux lames ainsi séparées sont l'une positive, l'autre négative, sur leurs faces en regard. On peut répéter la même expérience en clivant de nouveau chacun des fragments obtenus par la première séparation, et on reproduit le même effet avec le même sens de distribution.

C'est au même genre d'action que l'on peut rapporter les

⁽¹⁾ BECQUEREL, *Annales de Chimie et de Physique*, 2^e série, t. XXII, p. 5.

⁽²⁾ HAÜY, *Annales de Chimie et de Physique*, 2^e série, t. V, p. 95.

effets que l'on observe en séparant vivement deux corps différents qui ont été primitivement réunis. Par exemple, on coule du soufre dans un verre conique et l'on y plante une tige de verre pendant qu'il est encore liquide. Quand il est solidifié et refroidi, on enlève le soufre du verre en le tirant par la tige qui y est implantée, et on le trouve positif pendant que le verre est négatif. Tous ces faits semblent établir qu'on électrise les molécules en présence, quand on les dérange de leur équilibre primitif.

CHALEUR. — Certains cristaux prennent une électricité polaire, quand on élève leur température. Nous étudierons spécialement la tourmaline (1).

On suspend horizontalement une aiguille de tourmaline sous une cloche reposant sur un plan métallique; quand elle est à la température ordinaire, l'aiguille n'est point électrique, mais, aussitôt que l'on met une lampe à alcool sous la cloche, le cristal s'échauffe peu à peu, et pendant tout ce temps l'une de ses extrémités est positive et l'autre est négative, ce dont on s'assure en approchant de ses deux bouts un bâton de résine frotté. Ce phénomène se continue pendant tout le temps que la température s'élève; mais, quand elle est devenue stationnaire, il n'y a plus aucun signe électrique. Alors on enlève la lampe et on laisse graduellement refroidir l'appareil; aussitôt que la température baisse, la tourmaline redevient électrique, présente encore deux pôles à ses extrémités, mais celle qui était positive pendant le réchauffement devient négative pendant le refroidissement.

Nous aurons dans la suite à signaler d'autres phénomènes électriques, et bien plus importants, déterminés par la chaleur à la surface de contact de deux métaux; leur étude serait ici hors de sa place.

CONTACT. — ACTIONS CHIMIQUES. — En général, quand deux corps sont en contact, il se produit entre eux une différence de

(1) Les propriétés de la tourmaline ont été indiquées d'abord par Lemery (*Histoire de l'Académie des Sciences*, 1717, p. 7), puis étudiées par Oëpinus (1756), Corton (1759), etc.

potentiel déterminée, très faible par rapport à celles que nous avons mesurées jusqu'ici, mais dont on peut constater l'existence en faisant usage soit de l'électroscope condensateur de Volta, soit des électromètres beaucoup plus précis que nous avons décrits. C'est à Volta que l'on doit la première observation de ces forces électromotrices de contact, que nous avons déjà invoquées pour expliquer le jeu des machines électriques.

Quand, parmi les substances en contact dans un circuit conducteur, il y a des liquides et des solides, les surfaces de contact des deux sortes de corps peuvent être le siège d'actions chimiques qui développent de la chaleur. Chacune de ces surfaces est alors le siège d'une dépense d'énergie, et comme, en même temps, il s'y développe de l'électricité, on est naturellement conduit à attribuer la production de celle-ci à l'action chimique. Nous reviendrons longuement sur les forces électromotrices de contact et sur la production d'électricité qui accompagne les actions chimiques, quand nous nous occuperons des courants électriques, dans le quatrième Volume de cet Ouvrage.

ÉLECTRICITÉ ATMOSPHÉRIQUE.

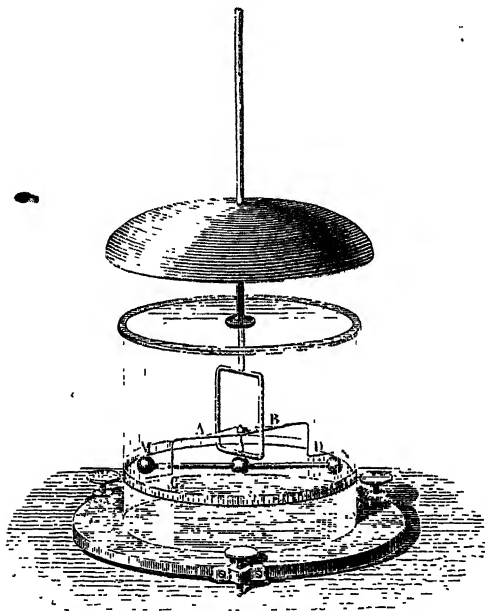
MÉTHODES EMPLOYÉES POUR L'OBSERVATION DE L'ÉLECTRICITÉ ATMOSPHÉRIQUE. — Ce n'est point seulement pendant les orages qu'il y a de l'électricité dans l'atmosphère, il y en a dans tous les temps; pour le constater, on peut faire usage de tous les électroscopes connus, pourvu qu'ils soient sensibles. De Saussure employait l'électromètre à pailles, après l'avoir gradué par la méthode que nous avons fait connaître; on peut remplacer cet instrument par l'électroscope de Peltier ⁽¹⁾, dont nous allons donner la description.

Cet instrument reçoit l'électricité par une tige verticale qui la transmet dans une cage de verre, protégée par un toit, jusqu'à une aiguille horizontale suspendue sur un pivot (*fig.* 109). L'aiguille, qui est très mobile, est formée d'un fil GABD sur lequel est fixé un aimant AB; de cette façon, elle se place dans

(¹) PELTIER, *Annales de Chimie et de Physique*, 2^e série, t. V, p. 72

le méridien magnétique. La tige qui porte le pivot se prolonge au-dessous et se termine par un fil métallique MN qui est mobile et qui porte deux boules M et N à ses extrémités; on le dirige dans le méridien magnétique. A ce moment, les extrémités G et D sont en contact avec M et N, et, quand on électrise l'instrument, l'aiguille GD est repoussée d'un angle qu'on mesure et duquel on déduit la quantité d'électricité

Fig. 103.



qu'elle a reçue. On peut graduer expérimentalement cet électroscope par le moyen que de Saussure employait. Au reste, on ne fait aujourd'hui guère usage de ces appareils imparfaits. On les remplace avec grand profit par les électromètres si précis et si délicats de sir W. Thomson.

Quand on a fait choix d'un électromètre, il reste à trouver un moyen de le mettre en équilibre électrique avec l'atmosphère. A cet effet, plusieurs dispositions peuvent être employées.

De Saussure⁽¹⁾ munissait son électromètre d'une pointe. Nous supposons que le conducteur de l'instrument a été mis préalablement en communication avec le sol dont le potentiel est nul par convention. Quand la pointe de l'électromètre est en place, il ne peut y avoir équilibre entre le conducteur et l'atmosphère que si le potentiel de l'électromètre est égal à celui de l'air à l'extrémité de la pointe : celle-ci laisse donc écouler de l'électricité négative si le potentiel à mesurer est positif, positive s'il est négatif, et, comme la capacité de l'instrument est en général très faible et l'air dans un état perpétuel d'agitation, cette quantité d'électricité est entraînée loin de l'électromètre et ne modifie pas le potentiel à mesurer. Pour que l'appareil soit sensible, il faut supposer la pointe très acérée afin que la tension électrique correspondant à une très faible différence de potentiel entre le conducteur et l'air ambiant y soit la plus grande possible.

On peut remplacer la pointe, préconisée par de Saussure, par une flamme, laquelle produit un écoulement de gaz bien plus rapide et partant plus efficace. Sir W. Thomson emploie des mèches formées de papier roulé imprégné d'azotate de plomb. Une de ces mèches peut durer pendant assez longtemps⁽²⁾.

On peut encore remplacer l'écoulement de l'air électrisé par un écoulement d'eau, et c'est à ce système que l'on s'arrête actuellement dans les observatoires. Un vase de Mariotte, muni d'un long tube dont le bec métallique correspond au point A dont on veut mesurer le potentiel, laisse écouler un mince filet d'eau d'une manière continue. Celle-ci s'électrise positivement ou négativement, suivant que le potentiel en A diminue ou augmente, et la charge du conducteur métallique en communication avec le bec varie d'une quantité égale et contraire à la charge emportée par l'eau, de telle sorte que le potentiel du conducteur de l'électroscope est à chaque instant égal au potentiel de l'air à l'extrémité du bec.

(¹) DE SAUSSURE, *Voyage dans les Alpes*. t. II, p. 165 et 175.

(²) L'idée de substituer une flamme à une pointe est due à Volta [(*Lettres sur la Météorologie électrique* (Œuvres de Volta, t. I.)]

Si l'on emploie, par exemple, l'électromètre à quadrants de Thomson, on établit une paire de secteurs en relation permanente avec le bec, l'autre avec le sol, et la déviation de l'aiguille mesure à chaque instant la différence de potentiel de l'air au point A et du potentiel du sol, c'est-à-dire, par définition, le potentiel en A. Un papier photographique déplacé par un mouvement d'horlogerie, normalement au plan d'oscillation de l'aiguille, reçoit l'impression de la tache lumineuse réfléchie par le miroir concave de l'électromètre, et fournit un tracé continu sur lequel on pourra étudier à loisir les variations de potentiel de l'air.

On peut établir en voyage des stations d'observation provisoire en installant au bout d'un mât une mèche que l'on enflamme et la mettant en communication avec le conducteur fixe de l'électromètre portatif de Thomson (p. 220). On fait une première lecture de l'appareil dans cette situation, une deuxième en mettant ce même conducteur au sol : la différence des deux lectures est proportionnelle à la différence de potentiel entre le conducteur et le sol.

On peut enfin, avec l'un quelconque des appareils précédents, obtenir des mesures isolées se rapportant à des stations plus ou moins éloignées du lieu de l'observation. Il suffit d'établir la communication de la station à l'électromètre par un fil isolé, tel qu'un fil télégraphique, ou même de lancer en l'air une sphère pleine (comme le faisait de Saussure), ou une flèche [comme l'ont proposé MM. Becquerel et Breschet ⁽¹⁾]; cette sphère ou cette flèche communique, par une chaîne métallique, à une tige conductrice reliée à l'électromètre. Remarquons pourtant que, dans ces dernières expériences, l'indication de l'électromètre n'a plus de signification bien précise : la capacité du fil, dès qu'il est un peu long, est en effet trop considérable pour qu'on puisse regarder l'équilibre électrique comme établi à chaque instant dans toute la masse du conducteur.

PHÉNOMÈNES QU'ON OBSERVE PAR UN CIEL SERAIN. — L'usage

(¹) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. VI, p. 528.

des électroscopès a appris qu'il y a en général une différence de potentiel entre un point quelconque de l'air et le sol. Cette différence est presque toujours positive et varie aussi rapidement et aussi fréquemment que les autres éléments météorologiques. Si l'on s'élève de plus en plus au-dessus du niveau du sol, cette différence devient de plus en plus accusée : cela signifie que les masses d'électricité positive qui produisent le potentiel de l'air sont en général plus écartées du sol que nos stations d'observation, et alors le niveau potentiel doit être d'autant plus élevé qu'on s'approche davantage de ces masses. On n'observe rien sous les toits, car ceux-ci peuvent être assimilés à des conducteurs en communication avec le sol ; le potentiel dans l'intérieur des murs est donc égal à celui du sol, sauf le cas où des masses électriques isolées auraient été introduites artificiellement dans la cavité, ce qui n'a pas lieu en général. Enfin la grandeur des déviations électrométriques, comparées à celles qui se produiraient dans un laboratoire, où la pointe de l'électromètre serait placée à une distance connue d'une machine électrique en activité, indique que le potentiel de l'air diffère assez fortement de celui du sol, et que, par suite, les masses éloignées agissantes doivent être très-considérables.

L'observation des électromètres a lieu aujourd'hui d'une manière régulière dans un grand nombre d'Observatoires, à Bruxelles, à Kiew, à Munich, à Paris, etc. Voici quelques-uns des résultats généraux qu'on a déjà pu obtenir.

Immédiatement après le lever ou après le coucher du soleil, l'effet électroscopique croît d'abord avec une extrême rapidité, ensuite avec une grande lenteur jusqu'à un maximum ; après quoi la déviation diminue peu à peu, jusqu'à atteindre un minimum qui précède le moment du coucher ou du lever suivant. Il y a donc par jour deux maxima et deux minima à des heures qui diffèrent un peu suivant les saisons, mais qui en moyenne sont réglées comme il suit :

1 ^{er} minimum	1 ^{er} maximum	2 ^e minimum.	2 ^e maximum.
2 h. du matin.	10 h. du matin.	2 h. après midi.	10 h. du soir.

On a remarqué qu'à 11^h du matin la déviation de l'instru-

ment est sensiblement la moyenne de toutes les déviations observées à chaque heure du jour, et, partant de cette remarque, on s'est contenté d'exécuter une observation à 11^h et de faire de mois en mois la somme des déviations trouvées.

Ces expériences ont donné un résultat tout à fait inattendu : c'est que les signes électroscopiques sont beaucoup moindres en été qu'en hiver, comme on le verra par le Tableau suivant, qui résume les observations faites à Bruxelles pendant l'année 1846 ⁽¹⁾.

Janvier.. .. .	562°	Juillet.....	33°
Février.....	256	Août.....	57
Mars.....	95	Septembre.....	62
Avril.....	94	Octobre.....	98
Mai.....	49	Novembre.....	274
Juin.....	39	Décembre.....	799

Il est d'ailleurs impossible d'attribuer à ces résultats aucune signification théorique, car les potentiels que l'on mesure dépendent à la fois de la grandeur absolue des masses électriques contenues dans l'atmosphère, de leur distance moyenne et de leur distribution. Quand l'air est saturé d'humidité, il devient un conducteur médiocre et le partage d'électricité entre les couches supérieures et inférieures de l'air ne peut être le même qui caractérise le temps très sec : on conçoit ainsi comment l'influence de l'heure du jour et de la saison peut se révéler par des observations électrométriques.

On a beaucoup discuté sur l'origine de l'électricité atmosphérique. Loin d'être résolue, on peut dire que la question n'est même pas susceptible d'être posée en ce moment d'une manière précise. Il faut d'abord étudier les lois de l'électricité atmosphérique : quand on les connaîtra, on en tirera sans doute parti pour faire sur les causes de ses variations autre chose que des hypothèses gratuites et plus ou moins invraisemblables.

ÉLECTRICITÉ DES NUAGES. — Quand le ciel est serein, l'atmo-

(1) D'après Quetelet, *Annuaire météorologique de la France pour 1850*.
p. 161.

sphère est très généralement positive; elle l'est aussi par les temps couverts et même pendant les pluies calmes, mais au moment des orages, des brouillards ou des pluies abondantes, on constate un résultat opposé. Nous avons à nous demander si, pendant les époques exceptionnelles, les causes qui produisent l'électricité atmosphérique changent de signe, ou bien si le potentiel de l'air demeure toujours positif dans les régions élevées et s'il y a seulement une perturbation dans la distribution des masses électriques inférieures qui suffirait à expliquer la production de potentiels négatifs dans certaines régions de l'air. C'est en effet ce qui a lieu, et nous allons être amenés à le prévoir en étudiant comment les nuages orageux se chargent.

La formation d'un nuage est due à la condensation de la vapeur renfermée dans un espace donné; dès qu'elle a eu lieu, l'espace occupé par la masse semi-conductrice du nuage peut être considéré, au moins d'une manière générale, comme rempli par un corps conducteur qui se trouve substitué à un isolant, l'air atmosphérique. Supposons d'abord qu'il n'y eût pas d'électricité dans l'air au point où s'est formé le nuage : celui-ci se charge par influence, et si la valeur moyenne du potentiel dans la région qu'il occupe est positive, il prendra aussi un potentiel positif : des quantités égales d'électricités contraires apparaîtront sur les deux faces du nuage, de l'électricité négative à la face supérieure, c'est-à-dire vers les potentiels croissants, de l'électricité positive à sa face inférieure. S'il y avait de l'électricité positive au lieu où s'est formé le nuage, les choses se passeraient à peu près de même, si ce n'est que son potentiel aurait une valeur positive plus forte et que la quantité d'électricité négative libre à sa face supérieure serait moindre que la quantité d'électricité positive à sa face inférieure.

Dans un cas comme dans l'autre, la déperdition de cette électricité dans l'air ambiant modifiera à chaque instant le potentiel du nuage; s'il se résout partiellement en pluie, les gouttes entraîneront en tombant une quantité plus ou moins forte d'électricité positive, le potentiel du nuage diminuera et pourra s'abaisser jusqu'à zéro. Il en sera de même si le nuage chassé par le vent se trouve momentanément en contact avec le flanc

d'une montagne. Il suffira que le nuage, dont la charge est maintenant négative et distribuée principalement à sa face supérieure, s'abaisse dans une région où le potentiel soit moindre, pour que la distribution de l'électricité s'y trouve modifiée : l'électricité négative se répandra sur la surface entière du nuage, son potentiel deviendra négatif, la pluie qui s'en écoule sera elle-même négative et, même sans pluie, le nuage déterminera un abaissement de potentiel dans les régions voisines du lieu qu'il occupe, et ce potentiel pourra devenir négatif.

Il suffit donc d'avoir constaté l'existence normale de l'électricité positive dans les couches supérieures de l'atmosphère pour comprendre que les nuages supérieurs puissent la partager, et que d'autres nuages situés plus près de la terre, ou formés par la condensation des vapeurs dans le voisinage du sol, puissent être chargés d'une électricité contraire. Une fois que nous concevons ces nuages électrisés, nous arrivons aisément à l'explication des phénomènes produits pendant les orages.

ORAGES. — L'idée d'assimiler la foudre à l'électricité est aussi ancienne que la découverte de l'étincelle : on la trouve dans les ouvrages de presque tous les physiciens qui ont écrit sur l'électricité; mais si tout le monde acceptait cette opinion comme probable, personne avant Franklin ne songea à démontrer expérimentalement la réalité de cette assimilation. On sait par quel ingénieux artifice il réussit à conduire jusqu'au sol l'électricité des nuages orageux. Avant cette expérience célèbre du cerf-volant, qu'il exécuta en juin 1752, Franklin ⁽¹⁾ avait projeté d'établir des tiges isolées sur des édifices élevés; mais il ne réalisa pas cette pensée, et c'est Dalibard qui, la mettant à exécution, vit le premier, le 10 mai 1752, des étincelles jaillir d'un conducteur établi sur le toit d'une maison. On voit que, si Franklin avait imaginé la méthode, Dalibard le précéda de quelques jours dans le succès. Pendant le même temps, de Romas ⁽²⁾ était arrivé de son côté à la même idée d'employer

⁽¹⁾ *Expériences sur l'électricité*, traduction française par Dalibard.

⁽²⁾ *Mémoires des Savants étrangers*, t. II, p. 393, et t. III, p. 514.

un cerf-volant. Il le fit construire en toile; il lui avait donné une dimension considérable, et en 1753 il exécuta des expériences sans connaître celles que Franklin avait déjà faites. Les résultats furent extraordinaires, car on tira de la corde du cerf-volant, qui était mêlée de fils métalliques, des étincelles de 9 pieds de long, de plus de 1 pouce de large et qui faisaient autant de bruit qu'un coup de pistolet. On voit qu'à cette époque l'identité de la foudre avec l'électricité était dans la pensée de beaucoup de physiciens et qu'ils la démontrèrent presque au même moment.

ÉCLAIR. — Ces expériences prouvaient irrécusablement que l'éclair n'est que l'étincelle électrique et le tonnerre que le bruit de cette étincelle; mais, après cette assimilation faite en gros, il restait à expliquer toutes les circonstances offertes par l'éclair et le tonnerre; là se rencontrent quelques difficultés. La première que l'on ait soulevée vient de la forme de l'éclair : pourquoi est-il en zigzag ? A cela on peut répondre que l'étincelle ordinaire a le même caractère, et que, n'ayant point expliqué cette forme pour l'électricité des machines, on n'a pas à chercher non plus à en rendre compte pour celle de l'atmosphère. La seule chose que l'on doive et puisse faire, c'est de constater ce caractère commun. Mais voici une autre difficulté. On peut mesurer la distance du nuage à l'observateur par l'intervalle qui s'écoule entre l'éclair et le tonnerre, et, en appréciant approximativement l'angle sous-tendu par les deux extrémités de l'éclair, on peut calculer à peu près son étendue. On trouve que souvent sa longueur atteint 5 à 6 lieues, et il paraît difficile au premier abord d'admettre une puissance électrique assez considérable pour donner lieu à une étincelle unique de pareille grandeur. Cette difficulté disparaît si l'on remarque qu'un nuage n'est point un conducteur métallique, mais une masse discontinue où l'électricité peut être très-inégalement distribuée et où peut se produire une série d'étincelles successives se continuant de l'une à l'autre, à peu près comme cela se voit avec les tubes étincelants. Dès lors cette immense longueur ne nous étonne plus, puisque c'est une suite d'étincelles et non plus une étincelle unique que nous

observons. Au reste, nous avons vu précédemment que la différence de potentiel nécessaire pour produire une étincelle n'augmente pas en proportion de la longueur dès que celle-ci dépasse une certaine valeur, et paraît au contraire tendre, vers une limite finie qui peut fort bien être atteinte entre deux nuages électrisés.

TONNERRE. — Du moment qu'un éclair est formé d'étincelles électriques, le tonnerre en est le bruit. Mais il y a dans les deux faits que nous voulons assimiler une différence notable, car le bruit d'une étincelle est sec et ne se prolonge pas, tandis que celui du tonnerre se compose d'éclats successifs ordinairement suivis par un grondement qui se continue en s'affaiblissant et se termine en mourant sourdement. Cette différence n'est point caractéristique et l'on peut aisément l'expliquer. On conçoit, en effet, que le bruit de l'étincelle, quelle que soit la cause qui le produit, doit naître en chacun de ses points à la fois et arriver en même temps à l'oreille; de même le bruit d'un éclair prend naissance au même moment en chacune de ses parties, mais à des distances très-diverses de l'observateur, et il ne peut lui parvenir que successivement, après avoir mis des temps inégaux pour arriver des différents points de l'éclair à l'oreille. Il résulte de là que, si l'éclair était rectiligne, le tonnerre serait toujours un grondement dont l'intensité, maximum au commencement, décroîtrait continûment; mais, comme l'éclair est en zigzag, chaque portion rectiligne qui le compose envoie un son plus ou moins intense suivant sa direction, et le tonnerre se compose de bruits successifs inégalement forts; de là des éclats, des renforcements et des affaiblissements.

Le plus souvent, les éclairs partent entre les régions inégalement chargées des nuages orageux, et dans ce cas ils sont entièrement inoffensifs; mais il arrive quelquefois que la présence des nuages orageux dans l'air détermine sur les parties du sol qu'ils couvrent des phénomènes électriques de diverse nature que nous allons maintenant examiner.

INFLUENCE DES NUAGES ORAGEUX SUR LE SOL. — Quand l'atmosphère est fortement chargée à sa partie supérieure, elle agit

par influence et attire à la surface du sol une électricité contraire à la sienne; on voit alors se produire tous les phénomènes connus de la répulsion électrique, et des aigrettes lumineuses se montrent sur les pointes métalliques. De nombreuses observations, les unes très-anciennes, les autres modernes, mettent ce résultat hors de doute. Nous allons en citer quelques exemples, puisés dans la Notice sur le tonnerre publiée en 1837 par Arago ⁽¹⁾.

Sénèque raconte qu'une étoile alla près de Syracuse se reposer sur le fer de la lance de Jylippe.

On lit dans Tite-Live que le javelot dont Lucius Atreus venait d'armer son fils, récemment enrôlé parmi les soldats, jeta des flammes pendant plus de deux heures sans être consumé.

César, dans ses *Commentaires* sur la guerre d'Afrique, raconte qu'après une nuit orageuse pendant laquelle il tomba beaucoup de grêle, le fer des javelots de la 5^e légion parut en feu.

Plutarque raconte qu'au moment où la flotte de Lysandre sortait du port de Lampsaque pour attaquer la flotte athénienne, les deux feux que l'on appelle *Castor et Pollux* allèrent se placer des deux côtés de la galère de l'amiral lacédémonien; ceci présageait, dans les idées du temps, un heureux voyage.

On trouve dans l'histoire de Christophe Colomb, écrite par son fils, le récit d'une observation analogue. « Dans la nuit du samedi (octobre 1493), il tonnait et pleuvait très-fortement. *Saint Elme* se montra alors sur le mât de perroquet avec sept *cierges allumés*, c'est-à-dire qu'on aperçut ces feux que les matelots croient être le corps du saint. Aussitôt on entendit chanter sur le bâtiment force litanies et oraisons, car les gens de mer tiennent pour certain que le danger de la tempête est passé dès que saint Elme paraît. Il en sera de cette opinion ce que l'on voudra. »

On se fit pendant longtemps une opinion très-étrange de ces feux, que l'on regardait comme des objets matériels dont on pouvait aller se saisir. Pour montrer cette idée dans toute sa naïveté, il suffit de citer le passage suivant des *Mémoires* de Forbin :

(1) *Annuaire du Bureau des Longitudes* pour 1837.

« Pendant la nuit (1696), il se forma tout à coup un temps très-noir accompagné d'éclairs et de tonnerres épouvantables. Dans la crainte d'une grande tempête dont nous étions menacés, je fis carguer toutes les voiles. Nous vîmes sur le vaisseau plus de trente feux *Saint-Elme*. Il y en avait un entre autres sur le haut de la girouette du grand mât qui avait *plus d'un pied et demi* de hauteur. J'envoyai un matelot *pour le descendre*. Quand cet homme fut en haut, il cria que ce feu faisait un bruit semblable à celui de la poudre qu'on allume après l'avoir mouillée. Je lui ordonnai d'enlever la girouette et de venir; mais à peine l'eût-il ôté de place, que le feu la quitta et alla se poser sur le bout du mât, sans qu'il fût possible de l'en retirer. Il y resta assez longtemps, jusqu'à ce qu'il se consumât peu à peu. »

Des observations plus précises ne laissent aucun doute sur l'origine de ces phénomènes. Nous allons encore citer deux exemples :

Le 14 janvier 1824, à la suite d'un orage, M. Maxadorf ayant porté ses regards sur un chariot chargé de paille, qui se trouvait au-dessous d'un gros nuage noir, au milieu d'un champ, près de Cothen, observa que tous les brins de paille se redressaient et paraissaient en feu. Le fouet même du conducteur jetait une vive lumière. Ce phénomène disparut aussitôt que le vent eut emporté le nuage noir; il avait duré dix minutes.

Le 8 mai 1831, après le coucher du soleil, des officiers se promenaient tête nue pendant un orage sur la terrasse du fort Bab-Azoun à Alger. Chacun, en regardant son voisin, remarqua avec étonnement de petites aigrettes lumineuses aux extrémités de ses cheveux tout hérissés. Quand ces officiers levaient les mains, des aigrettes se formaient aussi au bout de leurs doigts.

CHOC EN RETOUR. — On peut donc considérer comme démontré que tout orage développe par influence sur la surface opposée du sol une électricité qui est contraire à la sienne et qui souvent peut y atteindre une tension considérable. Mais cette décomposition électrique ne doit pas s'exercer également en tous les points; elle sera très-faible et pour ainsi dire nulle

sur les corps mauvais conducteurs ou sur les animaux qui seraient isolés du sol; mais elle se fera avec grande énergie sur les terrains bons conducteurs, par conséquent sur les parties du sol qui sont humides, et sur les masses métalliques des édifices. Il est évident en outre qu'elle est la plus considérable possible sur les lieux les plus élevés, au sommet des clochers, des arbres ou des mâts. Il faut noter toutes ces circonstances quand on veut expliquer complètement les effets de la foudre.

• Si l'on suppose maintenant que le nuage électrisé qui développe cette action, après avoir couvert une surface donnée, vienne à s'éloigner lentement, les effets qu'il avait apportés s'en vont avec lui sans être aperçus; mais s'il vient à être brusquement déchargé, soit en totalité, soit en partie, de l'électricité qu'il contenait, alors son action d'influence est subitement détruite ou au moins diminuée; conséquemment la partie du sol qui lui était opposée avec les animaux qui s'y trouvent retourne brusquement à l'état naturel, et ces derniers éprouvent des commotions électriques. On a vu des troupeaux entiers, des attelages de plusieurs chevaux, des groupes nombreux de personnes réunies, éprouver en même temps ce genre d'actions et y succomber tous à la fois, sans que l'on aperçût ensuite aucune blessure aux parties supérieures des corps foudroyés; mais souvent on en trouve à la plante des pieds, et l'on constate que les clous des chaussures sont arrachés et fondus. Ce phénomène se nomme le *choc en retour*.

Pendant tout le temps que dure cette influence électrique, un phénomène plus terrible encore est imminent : c'est la décharge entre la terre et le nuage, c'est-à-dire la foudre; c'est alors que le *tonnerre tombe* sous la forme d'un trait de feu qui n'est qu'une étincelle de grande dimension. Il est évident qu'il tombera de préférence sur les sommets des montagnes, des édifices ou des arbres, et qu'il choisira les corps les plus conducteurs, car c'est sur ces sommets et sur ces conducteurs que la décomposition par influence qui prépare le phénomène avait la plus grande intensité. Au contraire, les terrains secs, les lieux abrités, les corps isolés ne seront foudroyés que très-rarement, puisque la tension y est nécessairement

très faible. On sait que ces prévisions théoriques sont confirmées par toutes les observations.

EFFETS DE LA FOUDRE. — Puisque la foudre est une décharge électrique, tous les effets des batteries devront se produire sur les points foudroyés. Le premier et le plus grave est la mort des animaux frappés, et l'on trouve sur leurs cadavres des plaies profondes qui les sillonnent de la tête aux pieds; les autres sont : la fusion des corps métalliques, l'inflammation des combustibles, et des actions mécaniques remarquables sur les substances non conductrices. Comme une décharge foudroyante développe une énergie extrêmement supérieure à celle des décharges que nous produisons dans nos laboratoires, il y a beaucoup à apprendre en observant ses actions; car non seulement on y trouve une confirmation de ce que nous savons déjà, mais on a l'occasion de compléter l'étude des propriétés de l'électricité. C'est dans cette intention que nous allons citer de nombreux cas de foudre, que nous prendrons, comme les précédents, dans la *Notice sur le tonnerre*.

I. SUR LES CORPS CONDUCTEURS. — Quand la foudre rencontre des corps métalliques, elle les fond et les volatilise si leur section est petite; elle les suit sans interruption et sans occasionner de dégâts s'ils ont une masse assez grande et qu'ils soient en communication avec le sol : elle se dirige de préférence vers les corps conducteurs.

Aristote dit que l'on a vu le cuivre d'un bouclier fondu par le tonnerre, sans que le bois qu'il recouvrait fût endommagé. Suivant Pline, l'argent, l'or et le cuivre contenus dans un sac peuvent se fondre par la foudre sans que le sac soit brûlé, sans que la cire empreinte d'un cachet qui ferme le sac soit ramollie.

Le 20 avril 1807, le tonnerre tomba sur le moulin à vent de Great-Marton, dans le Lancashire; *une grosse chaîne en fer* qui servait à hisser le blé fut tellement échauffée et ramollie, que les anneaux se joignirent et qu'elle devint après le coup de foudre une véritable barre de fer.

Le 19 avril 1827, le paquebot *New-York*, de 520 tonneaux,

venant à Liverpool, reçut deux coups de foudre successifs dans la même journée. Au premier coup, n'ayant point de paratonnerre, il éprouva de graves dégâts, et un tuyau de plomb qui avait 0^m,08 de diamètre et 0^m,013 d'épaisseur, qui conduisait du cabinet de toilette à la mer, fut mis en fusion.

Au deuxième coup, le paratonnerre avait été mis en place; il se composait d'une tige en fer de 1^m,20 et de 0^m,011 de diamètre, et d'une chaîne d'arpenteur longue de 40^m qui réunissait le paratonnerre à la mer; elle était faite avec du fil de fer de 0^m,006 de diamètre et les chaînons se reliaient les uns aux autres par des anneaux ronds. Tout le bâtiment fut éclairé par une vive lueur et en même temps la chaîne fut dispersée de toutes parts en fragments brûlants et en globules enflammés gros comme des balles. Ils mirent le feu sur le pont en cinquante endroits, malgré une couche de grêle qui le couvrait et la pluie qui tombait à flots. La tige supérieure elle-même fut fondue sur une longueur de 0^m,30. D'ailleurs, ce fut le seul dégât qui se produisit.

Le tonnerre tomba, le 16 juillet 1759, sur une maison du faubourg South-Wark, à Londres. Un cordon de sonnette avait été entièrement fondu et partiellement volatilisé. On voyait le long du mur contre lequel il était tendu une trace de parcelles noires qui dessinaient la place qu'il avait occupée, et l'on trouva dans le parquet une traînée de globules arrondis qui s'y étaient incrustés en brûlant les planches autour d'eux. On avait vu pendant l'événement une pluie de feu tomber du cordon sur le plancher.

La cathédrale de Strasbourg fut depuis sa construction, à cause de sa grande hauteur, le point de mire sur lequel venaient s'abattre tous les ans plusieurs coups de tonnerre, à tel point que, pendant trente ans, la dépense moyenne allouée pour la réparation des dégâts causés par la foudre fut de 3000^{fr}, et que plusieurs fois l'existence du monument fut menacée. Depuis qu'un paratonnerre y est établi, aucun coup nouveau ne fut observé, et il semblait même que les orages fussent devenus moins fréquents, lorsque, le lundi 10 juillet 1843, un violent orage éclata sur la ville, et la foudre tomba deux fois sur l'extrémité de la tige. Elle était terminée par une pointe de

platine qui fut fondue vers l'extrémité sur une longueur de 0^m,005 à 0^m,006, et le métal s'affaissa d'un côté en coulant comme de la cire ramollie. La goutte se terminait par une surface arrondie très brillante.

On entend raconter tous les jours des effets extraordinaires qui montrent avec quelle précision singulière la foudre se dirige vers les parties métalliques et évite les étoffes isolantes. Pendant un temps orageux, une dame étend la main pour fermer une fenêtre, la foudre part et le bracelet que porte la dame disparaît si complètement qu'on n'en trouve plus aucun vestige. Une autre fois, suivant Bridone, pendant que M^{me} Douglas regardait par une fenêtre, la foudre frappa le fil de fer qui soutenait le bord de son chapeau, le fondit et brûla le chapeau sans atteindre la dame. A ces exemples on pourrait ajouter de nombreux récits de faits qui se produisent tous les jours et qui prouvent invariablement la même tendance du tonnerre à choisir, pour les frapper, les conducteurs métalliques. Nous ne citerons plus qu'une seule observation, mais elle est concluante.

En 1759, un détachement qui conduisait, du Fort-Royal à Saint-Pierre, le capitaine anglais Dibden, prisonnier de guerre, à la Martinique, s'arrêta pour se garantir de la pluie au pied du mur d'une petite chapelle. Un violent coup de tonnerre le surprit dans cette position et tua deux soldats; du même coup, la foudre ouvrit dans le mur, derrière les deux victimes, une ouverture d'environ 4 pieds de haut et de 3 pieds de large. Toute vérification faite, il se trouva qu'à la portion du mur démolie, sur laquelle les deux soldats foudroyés s'appuyaient, correspondait exactement à l'intérieur de la chapelle un ensemble de barres de fer massives destinées à supporter un tombeau. Ceux qui n'eurent pas le malheur de s'être ainsi placés fortuitement devant des pièces métalliques n'éprouvèrent aucun mal.

II. SUR LES CORPS ISOLANTS. — La foudre peut percer des trous dans les matières non conductrices, les briser en fragments et les disperser au loin; elle peut les fondre sur les points qu'elle frappe.

Franklin eut l'occasion d'examiner les effets d'un coup de tonnerre extraordinaire. En 1754, à Newbury, la foudre tomba sur un clocher terminé par une charpente en bois qui avait 21^m de hauteur; cette pyramide fut rasée et dispersée au loin; mais, en arrivant à la base, la foudre rencontra un fil de fer qui réunissait le marteau d'une cloche aux rouages de la sonnerie située plus bas : elle le réduisit en fumée et le projeta contre les murs sous la forme d'une trainée noire. Ainsi, dans les parties supérieures, la tour en bois avait été détruite, et un simple fil de la grosseur d'une aiguille à tricoter avait suffi pour offrir ensuite un passage à la foudre et éviter tous dégâts; mais, au-dessous de l'horloge, la communication métallique venant à manquer, la foudre continua sa route dans la maçonnerie et les dégâts recommencèrent.

Près de Manchester, à Swinton, un petit bâtiment en briques servant à emmagasiner du charbon de terre, et terminé à sa partie supérieure par une citerne, était adossé contre une maison. Les murs avaient 3 pieds d'épaisseur et 11 de hauteur. Le 6 août 1809, à 2^h après midi, une explosion épouvantable se fit entendre; elle fut immédiatement suivie de torrents de pluie, et pendant quelques minutes une vapeur sulfureuse enveloppa la maison. Le mur extérieur du petit bâtiment fut *arraché* de ses fondations et *soulevé* en masse; l'explosion le porta verticalement, sans le *renverser*, à quelque distance de la place qu'il occupait d'abord; l'une de ses extrémités avait marché de 9 pieds, l'autre de 4. Le mur ainsi soulevé et transporté se composait, sans compter le mortier, de 7000 briques et pouvait peser environ 26 tonnes.

Ce qu'il y a de plus remarquable dans ces actions mécaniques, c'est qu'elles se produisent presque exclusivement aux points de réunion des métaux avec le bois ou la pierre. On trouve dans le récit d'un coup de tonnerre observé à Illes (Pyrénées-Orientales), en 1842, de très nombreux exemples de ce fait. Le tonnerre tomba dans une maison occupée par un serrurier-mécanicien : elle était remplie de masses de fer, de rouages de cuivre et d'outils de toute espèce; elle était, de plus, garnie sur sa façade de balcons, espagnolettes, gonds de fer, etc. C'est à travers chacune de ces pièces métalliques que

la foudre se fit plusieurs passages et, sans aucune exception, elle déchaussa toutes les parties scellées en projetant des éclats dans tous les sens.

La foudre tomba, en 1764, sur le clocher de Saint-Brindes, à Londrès. C'est une flèche en pierres reliées par des crampons; les dernières assises sont massives et traversées par une tige de fer de 6^m qui en forme l'axe et qui se termine par une croix. C'est sur cette tige que la foudre arriva d'abord. Elle la suivit jusqu'à sa base sans laisser aucune trace ni sur le métal, ni sur aucun point de la maçonnerie environnante; mais dès qu'un métal continu lui manqua, les dégâts commencèrent. La grosse pierre qui soutenait l'extrémité inférieure de la barre offrait des éclats et des fentes dirigées dans tous les sens; une très-large ouverture s'était formée du dedans en dehors de la flèche, et la descente se continua par bonds, de crampon en crampon. Sans se borner à ceux qui étaient à l'extérieur, la foudre se porta sur tous les morceaux de fer placés dans l'intérieur de la maçonnerie pour unir les pierres entre elles. A tous les scellements, les pierres furent fendues, pulvérisées, lancées au loin; partout ailleurs que ces points de suture, les dégâts étaient nuls ou sans gravité, comme si la foudre ne parvenait à s'échapper par les bouts des pièces métalliques qu'elle avait envahies qu'à l'aide d'un violent effort qui détruisait tout aux environs.

Ce n'est pas à des phénomènes de rupture que se bornent les effets de la foudre sur les corps peu conducteurs. Quand elle les frappe en des points qui ne sont pas dans le voisinage de métaux, elle laisse sur leur surface des traces fondues. C'est ce qui permet d'expliquer certains faits observés depuis longtemps. De Saussure dans les Alpes, Ramond au Pic du Midi, de Humboldt en Amérique, ont trouvé sur les rochers élevés des places vitrifiées où se voyaient des globules fondus; ils ont tous unanimement attribué ces apparences à l'action du tonnerre. C'est encore à la même origine que l'on rapporte la formation des fulgurites : ce sont des tubes vitrifiés qui s'enfoncent verticalement dans le sol; ils ont été découverts en 1711, en Silésie, par Hermann, et on les a retrouvés dans presque toutes les localités où le sol est couvert d'une couche

de sable au-dessous de laquelle il y a de l'eau. On suppose que le tonnerre tombant sur ces sables y fait un trou, et qu'il chauffe les parois du canal qu'il creuse jusqu'au point de les vitrifier et d'agglutiner contre elles, en les soudant, les portions de sable qui sont autour. Cette explication n'a été pendant longtemps qu'une simple conjecture, mais plusieurs faits sont venus la confirmer; je n'en citerai qu'un, dans lequel la nature a été prise sur le fait.

Le 17 juillet 1823, le tonnerre tomba sur un bouleau près du village de Rauschen (le long de la mer Baltique). Les habitants étant accourus virent, auprès de l'arbre, deux trous étroits et profonds; l'un d'eux, malgré la pluie, leur parut, au tact, à une température élevée. Le professeur Hagen, de Königsberg, fit creuser avec soin autour de ces trous; l'un d'eux, celui qui fut trouvé chaud, n'offrit rien de particulier; le second, jusqu'à une profondeur d'un tiers de mètre, ne présenta non plus rien de remarquable, mais un peu plus bas commençait un tube vitrifié. La fragilité de ce tube ne permit de le retirer que par petits fragments de 0^m,04 à 0^m,05 de longueur. L'enduit vitré intérieur était très luisant, couleur gris de perle, et parsemé de points noirs dans toute son étendue.

FOUDRE GLOBULAIRE. — Quand on possède une théorie d'un phénomène, on est conduit trop fréquemment à vouloir y faire rentrer tous les faits particuliers qu'on observe et à passer sous silence les circonstances qui paraissent la contredire. C'est ce qui est arrivé pour l'électricité atmosphérique. Nous n'avons guère eu jusqu'à présent d'autre préoccupation que de montrer l'identité probable de la foudre avec l'étincelle, et nous l'avons confirmée par de nombreux exemples. Nous devons maintenant chercher avec la plus scrupuleuse attention si, à côté des faits précédents, il y en a quelques autres qui puissent signaler une différence entre les deux ordres de phénomènes que nous comparons, et c'est ce que l'on a cru trouver dans des exemples que l'on avait négligés, les croyant peu probables, jusqu'au moment où Arago appela l'attention sur les circonstances qu'ils accusent.

Tout le monde a entendu raconter que la foudre arrive

quelquefois sous la forme d'une boule de feu, marchant avec assez de lenteur pour qu'on en puisse reconnaître la forme et s'arrêtant quelquefois pendant plusieurs secondes dans un même lieu avant d'éclater pour produire tous les dégâts du tonnerre : c'est ce que l'on nomme la *foudre globulaire*. Les récits suivants paraissent confirmer ce fait.

I. En 1718, à Couesson, près de Brest, sur les décombres d'une église entièrement détruite par la foudre, on s'accordait à attribuer la catastrophe à trois globes de feu de $3\frac{1}{2}$ pieds de diamètre chacun, qui, s'étant réunis, avaient pris leur direction vers l'église d'un cours très rapide.

II. En mars 1720, pendant l'orage le plus violent, un globe de feu tomba à terre près de Horn. Après avoir *rebondi*, ce globe alla frapper le dôme de la tour et y mit le feu.

III. Le 3 juillet 1725, un orage ayant fondu sur le territoire d'Aynho, dans le Northamptonshire, le tonnerre tua un berger et cinq moutons. Au plus fort de la bourrasque, le révérend Jos. Wasse vit un globe de feu gros comme la lune et entendit le sifflement qu'il produisait dans l'atmosphère en passant au-dessus de son jardin. Une autre personne, située en plein champ, aperçut pendant le même orage un globe de feu gros comme la tête d'un homme qui éclata en quatre morceaux près de l'église.

IV. Un coup de foudre endommagea fortement une maison de Darking (Surrey), le 16 juillet 1750. Tous les témoins de l'événement déclarèrent qu'ils avaient vu dans l'air de *grosses boules de feu* autour de la maison foudroyée. En arrivant à terre ou sur les toits, ces boules se partagèrent en un nombre prodigieux de parties qui se dispersèrent dans toutes les directions possibles.

V. A la suite d'un violent orage observé près de Wakefield, le 1^{er} mars 1774, lorsqu'il ne restait plus dans tout le ciel que deux nuages peu élevés au-dessus de l'horizon, Nicholson voyait à chaque instant des météores semblables à des étoiles filantes descendre du nuage supérieur au nuage inférieur.

Depuis l'époque où Arago signalait dans sa Notice ces singuliers phénomènes, on s'est occupé de les mieux observer, et voici quelques exemplés récents qu'il est impossible de ré-

voquer en doute. Le premier est raconté par M^{me} Espert, cité Odiot, n° 1 :

« Passant devant ma fenêtre, qui est très basse, je fus étonnée de voir comme un gros ballon rouge, absolument semblable à la Lune lorsqu'elle est colorée et grossie par les vapeurs. Ce ballon descendait lentement et perpendiculairement du ciel sur un arbre des terrains Beaujon. Ma première idée fut que c'était une ascension de M. Grimm, mais la couleur du ballon et l'heure (6^h 30^m) me firent penser que je me trompais, et pendant que mon esprit cherchait à deviner ce que cela pouvait être, je vis le feu prendre au bas de ce globe suspendu à 15 ou 20 pieds au-dessus de l'arbre. On aurait dit du papier qui brûlait doucement avec de petites étincelles ou flammèches; puis, quand l'ouverture fut grande comme deux ou trois fois la main, tout à coup une détonation effroyable fit éclater toute l'enveloppe et sortir de cette machine infernale une douzaine de rayons de foudre en zigzag qui allèrent de tous les côtés et dont l'un vint frapper une des maisons de la cité, où il fit un trou dans le mur, comme l'aurait fait un boulet de canon : ce trou existe encore; enfin un reste de matière électrique se mit à brûler avec une flamme blanche, vive et brûlante, et à tourner comme un soleil de feu d'artifice. »

Je termine ce sujet par un dernier fait raconté par Babinet : « Voici en peu de mots le récit de l'ouvrier dans la chambre duquel le tonnerre en boule descendit pour remonter ensuite. Après un assez fort coup de tonnerre, mais non immédiatement après, cet ouvrier, dont la profession est celle de tailleur, étant assis auprès de sa table et finissant de prendre son repas, vit tout à coup le châssis garni de papier qui fermait la cheminée s'abattre, comme renversé par un coup de vent assez modéré, et un globe de feu gros comme la tête d'un enfant sortir doucement de la cheminée et se promener lentement par la chambre à peu de hauteur des briques du pavé. L'aspect du globe de feu était encore, suivant l'expression de l'ouvrier tailleur, celui d'un jeune chat de grosseur moyenne pelotonné sur lui-même et se mouvant sans être porté sur ses pattes. Le globe de feu était plutôt brillant et lumineux qu'il ne semblait chaud et enflammé, et l'ouvrier n'eut aucune sen-

saïon de chaleur. Ce globe s'approcha de ses pieds, comme un jeune chat qui vient jouer et se frotter aux jambes, suivant l'habitude de ces animaux : mais l'ouvrier écarta les pieds et par plusieurs mouvements de précaution, mais tous exécutés, suivant lui, très doucement, il évita le contact du météore. Celui-ci paraît être resté plusieurs secondes autour des pieds de l'ouvrier assis qui l'examinait attentivement penché en avant et au-dessus. Après avoir essayé quelques excursions dans divers sens, sans cependant quitter le milieu de la chambre, le globe de feu se leva verticalement, à la hauteur de la tête de l'ouvrier qui, pour éviter d'être touché au visage et en même temps pour suivre des yeux le météore, se redressa en se renversant sur sa chaise. Arrivé à la hauteur d'environ 1^m au-dessus du pavé, le globe de feu s'allongea un peu et se dirigea obliquement vers un trou percé dans la cheminée environ à 1^m au-dessus de la tablette de cette cheminée.

» Ce trou avait servi à faire passer le tuyau d'un poêle qui pendant l'hiver avait servi à l'ouvrier ; mais, suivant l'expression de ce dernier, le tonnerre ne pouvait le voir, car il était fermé par du papier qui avait été collé dessus. Le globe de feu alla droit à ce trou, décolla le papier sans l'endommager et remonta dans la cheminée ; alors, suivant le dire du témoin, après avoir pris le temps de remonter dans la cheminée *du train dont il allait*, c'est-à-dire assez lentement, le tonnerre, arrivé en haut de la cheminée, qui était au moins à 20^m du sol de la cour, produisit une explosion épouvantable qui détruisit une partie du faite de la cheminée et en projeta les débris dans la cour... »

PARATONNERRES. — Malgré les quelques faits que nous venons de citer, mais que nous ne pouvons ni expliquer ni réaliser, nous sommes autorisés à maintenir que la cause qui produit le tonnerre est la même que celle qui produit les décharges électriques ordinaires. Dès lors, pour éviter la foudre, il faut fournir aux nuages de l'électricité contraire à celle dont ils sont chargés, et Franklin y a réussi en armant les édifices de tiges métalliques en communication avec le sol, tiges qui prennent à leur sommet une électrisation contraire à celle de

l'air et qui, étant terminées en pointe, la laissent échapper sous forme d'auréole ou d'aigrette vers le nuage superposé qu'elles ramènent à l'état naturel. Il est clair, d'après cette théorie si simple, que l'effet permanent d'un paratonnerre est de diminuer l'intensité des manifestations électriques des nuages; c'est aussi ce que toutes les statistiques viennent prouver, et il n'est pas moins évident que, si une étincelle se forme entre l'édifice et la nuée, c'est sur le paratonnerre qui est le plus chargé d'électricité contraire qu'elle viendra aboutir. L'efficacité d'un paratonnerre est démontrée dans chaque lieu par la comparaison que l'on fait entre les nombres de coups de tonnerre qui ont frappé l'édifice avant et après l'établissement de la tige métallique, comparaison qui est dans tous les cas en faveur de la dernière période. On a agité la question de savoir jusqu'à quelle distance autour du paratonnerre s'étend la vertu préservatrice : on n'a sur ce point que des données vagues. Généralement on admet qu'elle se prolonge jusqu'à un rayon double de la hauteur.

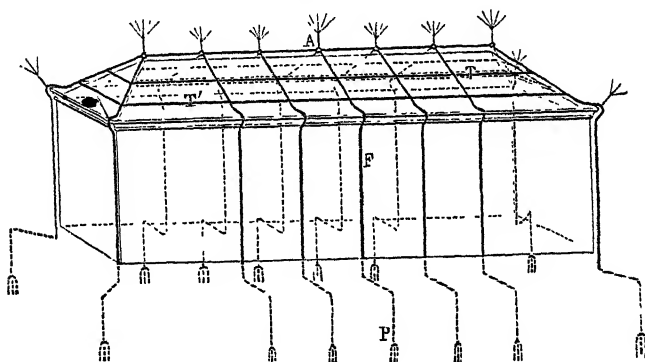
Les détails de la construction de ces appareils ont été réglés par des instructions rédigées à plusieurs reprises par les corps savants ⁽¹⁾. Sans entrer à ce sujet dans aucun détail technique, nous dirons que la tige terminale doit être amincie en pointe, et, pour éviter l'oxydation qui se ferait à la longue si la pointe était en fer, on la fait en platine ou en cuivre. A la base de la tige on fixe le conducteur, qui est le plus souvent une barre de fer de 0^m,020 de côté, que l'on fait régner d'une manière continue sur le faite des édifices, en la soutenant de distance en distance par des tiges d'appui et en la faisant soigneusement communiquer avec toutes les pièces métalliques des édifices. Enfin elle arrive au sol, où elle plonge. Pour qu'un paratonnerre soit efficace, il doit être en communication parfaite avec la terre, et il faut pour cela qu'il se rende dans des puits profonds, qu'il s'y ramifie en plusieurs branches, qu'il soit toujours entouré d'eau et de corps conducteurs, comme

(1) Instruction sur les paratonnerres (*Annales de Chimie et de Physique*, 2^e série, t. XXVI). — Supplément d'instruction (*Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XLIII; 1855).

la braise de boulanger, qui a le double avantage d'empêcher l'oxydation et de conduire l'électricité. C'est à ces conditions qu'un paratonnerre est utile; s'il était isolé du sol ou discontinu, il deviendrait un danger.

L'établissement d'un paratonnerre est toujours l'origine d'une grande dépense. On peut, d'après M. Melsens, la diminuer beaucoup et en même temps augmenter l'efficacité du paratonnerre en supprimant les hautes tiges de métal, que l'on remplace par une sorte de treillis de fer environnant l'édifice, tout entier. Ce treillis peut être formé sans inconvénient de

Fig. 110.



tiges de faible diamètre (*fig. 110*) qui doivent être munies à toutes leurs jonctions, le long des arêtes des toits, de pointes multiples disposées en aigrettes, comme celles dont on munit les sommets des murs pour garantir les propriétés de l'intrusion des malfaiteurs. Un paratonnerre de cette espèce ⁽¹⁾ a été installé, par M. Melsens, à l'hôtel de ville de Bruxelles. Cet édifice, qui avait été frappé jusque-là de fréquents coups de foudre, s'est trouvé dès ce moment protégé d'une manière efficace, sans que l'armature de fer à pointes multiples ait sensiblement modifié son effet architectural. Le paratonnerre

(¹) MELSENS, *Des paratonnerres à pointes, à conducteurs et à raccordements terrestres multiples; description détaillée des paratonnerres établis sur l'hôtel de ville de Bruxelles en 1865*; Bruxelles, 1877.

de Bruxelles est en relation avec les conduites de l'eau et du gaz de la ville et avec les tuyaux d'égouts : cette triple communication assure un écoulement facile à l'électricité, sans être l'origine d'aucun danger pour les personnes ; de plus, une disposition ingénieuse, fondée sur l'emploi des courants dérivés, permet de reconnaître à chaque instant, à l'aide d'un appareil accessoire très simple, si chacun des trois systèmes de communication se maintient en bon état.

Le système de M. Melsens paraît offrir d'excellentes garanties ; il ne peut tarder à être substitué en beaucoup d'endroits à la disposition classique des paratonnerres employés en France.

CHAPITRE XV.

ÉTUDE ÉLECTROSTATIQUE DES COURANTS. — SYSTÈME D'UNITÉS ÉLECTROSTATIQUES.

Courant électrique. — Direction du courant. — Distribution des potentiels le long d'un fil traversé par un courant. — Force électromotrice. — Résistance. — Intensité du courant. — Loi de Ohm. — Loi de Joule. — Application du principe de la conservation de l'énergie. — Unités électrostatiques d'intensité de courant et de résistance. — Distribution des potentiels le long d'un circuit fermé. — Loi de Ohm appliquée à un circuit fermé. — Dimension des unités électrostatiques.

COURANT ÉLECTRIQUE. — Quand on réunit par un arc conducteur les deux armatures d'un condensateur chargé à une différence de potentiel E , les charges opposées des deux armatures se réunissent à travers l'arc. Le mouvement électrique produit s'accompagne de phénomènes très variés que nous avons étudiés dans un Chapitre antérieur : généralement l'arc conducteur s'échauffe ; s'il est métallique il peut fondre ; il s'enflamme s'il est combustible ; s'il contient des sels dissous, ceux-ci sont en partie décomposés, et, quand il est formé par un organe animal, il éprouve des commotions violentes. L'ensemble des phénomènes ainsi produits est attribué à un *courant électrique* traversant l'arc conducteur.

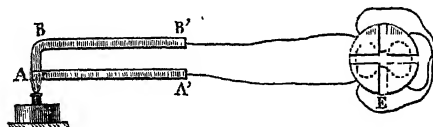
Dans l'exemple que nous venons de citer, le courant ne dure qu'un instant ; car, à mesure que les électricités contraires se réunissent, la différence de potentiel des deux armatures diminue : la force qui déplace l'électricité dans le conducteur tend vers zéro ; mais, si une cause convenable pouvait rendre d'une manière continue aux armatures l'électricité qui s'écoule, les phénomènes que nous rappelons seraient continus eux-mêmes et dureraient autant que le courant. C'es

en effet ce qui arrive, bien qu'avec une énergie médiocre, quand on réunit entre eux les conducteurs opposés d'une machine d'Armstrong, de Nairne ou de Holtz, ou quand on fait communiquer le conducteur d'une machine de Ramsden avec le sol. La production continue d'électricité résultant du jeu de la machine maintient entre les deux conducteurs dans le premier cas, entre le conducteur et le sol dans le second, une faible différence de potentiel, qui demeure constante si la vitesse de rotation est elle-même parfaitement uniforme.

D'autres dispositions, que nous étudierons sommairement dans ce Chapitre, peuvent être employées à maintenir, entre deux points d'un arc conducteur fermé sur lui-même, une différence de potentiel invariable. Le courant effectue, dans le circuit qu'il parcourt, une dépense finie d'énergie, soit sous forme de chaleur dégagée, de combinaisons chimiques détruites, etc., et les procédés employés devront fournir d'une manière continue une quantité d'énergie équivalente à la dépense du courant, puisqu'il ne peut y avoir ni énergie créée ni énergie détruite. Dans le cas de la machine électrique, l'énergie est fournie sous la forme de travail mécanique; il n'en est pas de même dans les expériences suivantes :

I. Prenons deux lames de bismuth et d'antimoine BB', AA' (fig. 111), soudées à l'une de leurs extrémités AB et réunies

Fig. 111.



par leurs extrémités opposées aux deux pôles d'un électromètre E (par exemple l'électromètre à quadrants de Thomson). Quand le système des deux lames est dans toute son étendue à une température invariable, l'électromètre ne présente aucune déflexion, il n'y a pas de différence de potentiel entre les deux fils de cuivre qui relient les extrémités A', B' des barreaux à l'électromètre. Mais, si l'on vient à chauffer la

soudure AB à l'aide d'une lampe à alcool, l'électromètre accuse aussitôt une différence de potentiel : l'antimoine est chargé d'électricité positive et le bismuth d'électricité négative. Aussi longtemps qu'on maintient invariable l'excès de température de la soudure AB sur le reste du circuit, la différence de potentiel se maintient elle-même constante. Enlevons maintenant l'électromètre et fermons le circuit conducteur : tous les phénomènes caractéristiques des courants continus se produisent dans le circuit, et l'équivalent de l'énergie dépensée est restitué à chaque instant à la soudure chaude AB sous forme de chaleur empruntée à la lampe. La différence de potentiel qui produit le courant est donc entretenue par une dépense de chaleur.

II. Prenons (fig. 112) deux lames métalliques, l'une Z, de

Fig. 112.



zinc amalgamé, l'autre C, de cuivre ; plongeons-les dans l'eau acidulée par l'acide sulfurique et réunissons-les ensuite, par des fils de cuivre, avec les deux pôles d'un électromètre E. Nous constatons encore une différence de potentiel : le cuivre est chargé d'électricité positive, le zinc d'électricité négative. Si l'on ferme extérieurement le circuit, il se produit un courant : c'est celui de la pile dite *de Volta*. En même temps, on constate que le zinc, qui n'avait pas été attaqué tant que le circuit était ouvert, se dissout dans l'acide et se transforme en sulfate de zinc. La formation de ce sel est accompagnée normalement d'un dégagement de chaleur considérable : dans les conditions particulières de l'expérience que nous venons de réaliser, l'énergie dépensée par le courant est empruntée à l'action chimique.

En résumé, pour produire un courant dans un système de conducteurs, il faut dépenser de l'énergie mécanique, calori-

fique ou chimique. Le courant transporte cette énergie sous une forme inconnue et la régénère aux divers points du circuit qu'il parcourt en produisant des actions mécaniques, calorifiques ou chimiques. Les lois de cette double transformation sont l'objet essentiel de l'étude à laquelle nous nous livrerons désormais.

DIRECTION DU COURANT. — Un courant temporaire ou permanent s'établit dans un circuit métallique lorsque le potentiel ne possède pas la même valeur en tous les points d'un même conducteur faisant partie du circuit. Une molécule d'électricité positive, placée en un point *M* quelconque de ce conducteur, est soumise à une force normale à la surface équipotentielle passant en ce point et dirigée dans le sens des potentiels décroissants; une molécule d'électricité négative est soumise à une force égale et de sens contraire. Par suite, une molécule de fluide neutre placée en *M* sera décomposée; l'électricité positive sera entraînée dans le sens des potentiels décroissants, l'électricité négative dans le sens des potentiels croissants. Ainsi, dans l'hypothèse des deux fluides, un courant électrique doit être considéré comme résultant d'un double mouvement électrique de quantités égales d'électricité positive et négative sollicitées dans les deux sens opposés.

Parmi les actions exercées par le courant, les unes ne dépendent que de la grandeur absolue des différences de potentiel et ne changent pas avec leur signe : tels sont, par exemple, les dégagements de chaleur dans un conducteur linéaire homogène traversé par le courant; d'autres, au contraire, se renversent avec le signe des différences de potentiel, c'est-à-dire en même temps que les forces électriques : il en est ainsi des directions dans lesquelles apparaissent les éléments des composés chimiques détruits par le courant. Pour la commodité du langage, on appelle *direction du courant en un point la direction des potentiels décroissants*, c'est-à-dire celle dans laquelle une molécule d'électricité positive est sollicitée. Par exemple, l'eau acidulée est décomposée par le courant : l'hydrogène est entraîné dans le sens du mouvement de l'électricité positive, l'oxygène et l'acide anhydre

dans celui de l'électricité négative; on dira que l'hydrogène est entraîné dans le sens du courant, l'oxygène et l'acide en sens contraire.

Cette convention n'implique aucune hypothèse sur la nature particulière des mouvements réels dont un conducteur de courant est le siège; elle n'a d'autre valeur que celle d'une représentation graphique que nous préciserons encore en supposant un observateur placé suivant le courant, de sorte que le courant pénètre par ses pieds et sort par sa tête; nous identifierons dans le langage ce courant et cet observateur; nous dirons qu'il a une face, un dos, une droite et une gauche qui seront la face, le dos, la droite ou la gauche de l'observateur. Cela admis, nous allons chercher par quelles méthodes expérimentales nous pourrions reconnaître l'existence des courants et mesurer leur intensité.

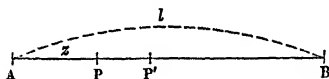
DISTRIBUTION DES POTENTIELS LE LONG D'UN FIL TRAVERSÉ PAR UN COURANT. — FORCE ÉLECTROMOTRICE ENTRE DEUX POINTS D'UN CONDUCTEUR. — Les instruments que nous avons employés en électrostatique suffisent, à la rigueur, à l'étude des courants. Pour apporter dans la suite de notre étude toute la clarté désirable, il convient d'abord de recueillir tous les renseignements que ces appareils peuvent nous fournir.

Considérons un fil conducteur cylindrique AB traversé dans le sens de son axe par un courant permanent, et proposons-nous de trouver la distribution des potentiels le long de ce fil. A cet effet, nous emploierons, par exemple, l'électromètre à quadrants modifié par M. Mascart; nous porterons les deux paires de secteurs à des potentiels fixes $+U_1$, $-U_1$, et nous mettrons successivement, par l'intermédiaire d'un même fil de cuivre, l'aiguille de l'électromètre en communication avec les divers points du fil AB . Nous reconnaitrons tout d'abord que, pour un point quelconque P donné sur le fil, l'électromètre présente une déviation permanente et invariable aussi longtemps que le courant passe. Elle correspond à un certain potentiel V de l'aiguille. Le point P du fil est donc en équilibre électrique avec l'aiguille au potentiel V . On verra de même que tout autre point P' du fil est en équilibre élec-

trique avec l'aiguille à un potentiel V' , variable avec la position de ce point.

Par définition, nous appellerons *force électromotrice entre les points P et P' du fil* (fig. 113) la différence $V - V'$ des potentiels mesurés à l'électromètre.

Fig. 113.



Proposons-nous de déterminer comment varie la force électromotrice entre l'une des extrémités A du fil et un point P situé à la distance quelconque z . Ce problème a été traité d'abord par Ohm ⁽¹⁾ et plus tard par Kohlrausch ⁽²⁾, à l'aide de méthodes équivalentes à l'emploi de l'électromètre à quadrants. Ainsi Kohlrausch mettait l'un des plateaux d'un électromètre condensateur en communication avec le sol, l'autre avec le point P; la charge du plateau collecteur était proportionnelle au potentiel V de ce point. Kohlrausch mesurait cette charge au moyen d'un électromètre fondé sur la torsion : il en déduisait V .

Ayant réuni les deux pôles d'une pile constante par un long fil plié en zigzag pour occuper moins de place, et parfaitement isolé, Kohlrausch fit communiquer avec le sol un des points A du fil. Si l'on mettait le point neutre A en relation avec l'électromètre condensateur, celui-ci ne recevait aucune charge; mais, si l'on établissait successivement le plateau collecteur en contact avec des points P_1 , P_2 pris de part et d'autre à égale distance de A, il prenait des potentiels égaux et contraires, l'un positif V_1 , vers le pôle positif, en P_1 , l'autre négatif $-V_1$ en P_2 , et tous deux proportionnels aux distances $z = AP_1 = AP_2$ des parties touchées au point neutre.

En général, soient e la force électromotrice entre A et P

(1) OHM, *Die galvanische Kette mathematisch bearbeitet*; Berlin, 1827.

(2) KOHLRAUSCH, *Pogg. Ann.*, t. LXXV, p. 320, et LXXVIII, p. 1; *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XLII, p. 357 et 362; 1854.

(fig. 113), E la force électromotrice entre les deux extrémités du fil AB de longueur l ; des expériences analogues aux précédentes donneront toujours

$$(1) \quad \frac{e}{z} = \frac{E}{l} = C^{(1)}.$$

Le coefficient C caractérise la rapidité de la chute de potentiel le long du fil. Reste à savoir comment C varie avec la nature et la section du fil. A cet effet, on placera bout à bout, dans un même circuit, les divers fils à comparer, et l'on trouvera :

1° Que pour des fils de même nature et de section différente, C varie en raison inverse de la section s ;

2° Que pour des fils de même section et de nature différente, C varie proportionnellement à un coefficient spécifique ρ ; on a donc

$$C = C' \frac{\rho}{s},$$

$$(2) \quad e = C' \rho \frac{z}{s}.$$

RÉSISTANCE. — La chute de potentiel ou force électromotrice entre deux points d'un fil est donc proportionnelle à un coefficient C' indépendant de la nature du fil, et à un second facteur

$$(3) \quad r = \rho \frac{z}{s}$$

dépendant de sa nature, proportionnel à sa longueur, et en raison inverse de sa section. Ce facteur r sera désigné sous

(¹) Il faut se garder de confondre la force électromotrice et la force à laquelle l'unité d'électricité positive se trouve soumise. Celle-ci est

$$F = -\frac{\partial V}{\partial z} = \frac{\partial e}{\partial z},$$

et elle est constante tout le long du fil.

le nom de *résistance* du fil. Elle est liée à la force électromotrice e par la relation

$$(4) \quad e = C' r.$$

On nomme ρ la résistance spécifique.

INTENSITÉ DU COURANT. — LOI DE OHM. — Le coefficient C' pour un circuit donné est invariable d'un fil à un autre. Il est caractéristique de l'état du circuit ; mais il varie quand on change, soit la pile qui entretient le courant, soit la résistance totale du circuit.

Nous poserons

$$(5) \quad C' = ki,$$

d'où

$$(6) \quad e = kir;$$

k est un coefficient numérique qui dépend des unités qu'il nous conviendra d'adopter pour mesurer la résistance r , et la quantité i caractéristique de l'état du circuit. Nous nommons i l'*intensité du courant*.

L'ensemble des lois expérimentales renfermées dans la formule (6) est connu sous le nom de *loi de Ohm*. C'est à Ohm, en effet, que revient l'honneur de les avoir énoncées pour la première fois, et pour ainsi dire pressenties, en comparant la propagation de l'électricité dans un fil cylindrique à la propagation de la chaleur par conductibilité dans un mur homogène. On doit au même physicien la première tentative en vue de vérifier expérimentalement ces lois.

LOI DE JOULE. — Nous savons déjà que la décharge d'une batterie à travers un fil y dégage une quantité de chaleur proportionnelle à sa résistance et au carré de la différence de potentiel des armatures ⁽¹⁾. Un courant permanent chauffe un fil d'une manière permanente. On doit à M. Joule ⁽²⁾ les

⁽¹⁾ Voir p. 265.

⁽²⁾ JOULE, *Philosophical Magazine*, t. XIX; 1841.

premières expériences de mesure à ce sujet. Elles consistent essentiellement à placer dans un même circuit divers fils enroulés en spirale, à les immerger dans un calorimètre et à mesurer les quantités de chaleur dégagées dans chacun d'eux pendant un même temps donné. On trouva qu'elles étaient proportionnelles au temps t et à la résistance r des fils. M. Joule fit enfin varier l'intensité du courant; il la mesurait, il est vrai, par les méthodes électromagnétiques que nous étudierons ailleurs; mais on peut toujours imaginer que les mêmes expériences soient répétées en n'employant à cet effet que l'électromètre. On trouverait, comme le trouva M. Joule, que la chaleur Q dégagée varie proportionnellement au carré de l'intensité du courant. On a donc, en définitive,

$$(7) \quad Q = k' r i^2 t.$$

Le coefficient numérique k' dépend des unités qu'on emploie pour mesurer la quantité de chaleur Q , la résistance r , le temps t et l'intensité i du courant.

L'ensemble des lois expérimentales renfermées dans la formule (7) est connu sous le nom de *loi de Joule*.

APPLICATION DU PRINCIPE DE LA CONSERVATION DE L'ÉNERGIE A UN FIL. — Soit q la quantité d'électricité qui traverse le fil de A en P pendant l'unité de temps. Elle éprouve une chute de potentiel e et, par suite, le travail des forces électriques est e par unité d'électricité qui passe; pour la quantité qt il sera

$$(8) \quad W = qet.$$

Si, comme nous le supposons, le courant ne produit dans le fil aucun autre effet que son échauffement, le travail des forces électriques doit être équivalent à la quantité de chaleur Q dégagée dans le fil. Soit J l'équivalent mécanique de la chaleur; on a donc

$$(9) \quad W = JQ$$

ou, d'après la loi de Joule (7),

$$qet = J k' r i^2 t$$

ou, en remplaçant, d'après la loi de Ohm (6), ri par $\frac{e}{k}$,

$$qet = Jk' \frac{e}{k} it,$$

$$(10) \quad i = \frac{k}{Jk'} q.$$

L'intensité du courant, telle que nous l'avons définie ci-dessus, est proportionnelle à la quantité d'électricité qui traverse le fil pendant l'unité de temps.

UNITÉS ÉLECTROSTATIQUES D'INTENSITÉ DE COURANT ET DE RÉSISTANCE. — Prenons pour unité de temps la seconde, pour unité de masse le gramme, et pour unité de longueur le centimètre. Nous avons alors $J = 4,16 \cdot 10^7$. L'unité de quantité d'électricité a été fixée précédemment (1). C'est celle qui, agissant sur une quantité égale, à la distance de 1^{cm}, produit une force répulsive égale à l'unité de force, c'est-à-dire, dans le système actuel, à une dyne. Quant à l'unité d'intensité de courant, nous sommes encore libres de la choisir comme nous voudrons. Le plus simple est de la prendre telle que l'on ait numériquement

$$(11) \quad i = q;$$

c'est-à-dire que les coefficients k et k' , laissés jusqu'ici indéterminés, devront satisfaire à la relation

$$(12) \quad \frac{k}{Jk'} = \frac{k}{4,16 \cdot 10^7 k'} = 1.$$

L'unité ainsi choisie s'appelle l'*unité électrostatique d'intensité de courant*. Un courant égal à l'unité électrostatique transporte dans l'unité de temps, à travers une section quelconque du circuit, une quantité d'électricité égale à l'unité électrostatique de quantité.

(1) Voir p. 51.

L'unité de courant étant choisie, nous sommes encore libres de choisir à notre gré l'unité de résistance. L'intensité du courant et la résistance sont liées par la loi de Ohm,

$$e = kir;$$

et nous pouvons convenir de choisir des unités telles que le coefficient k soit égal à 1,

$$(13) \quad k = 1;$$

on a alors

$$(14) \quad e = ir.$$

L'unité électrostatique de résistance est telle que l'unité électrostatique de courant maintient entre les extrémités de cette résistance une force électromotrice égale à l'unité électrostatique de différence de potentiel.

A la faveur de ces conventions, les unités que nous employons n'ont plus rien d'arbitraire. Les formules qui expriment la loi de Ohm et la loi de Joule se simplifient et deviennent, en tenant compte des relations (12) et (13),

$$(14) \quad e = ir,$$

$$(15) \quad Q = k' i^2 r t = \frac{1}{J} i^2 r t = \frac{1}{4,16 \cdot 10^7} i^2 r t.$$

DISTRIBUTION DES POTENTIELS LE LONG D'UN CIRCUIT FERMÉ. —

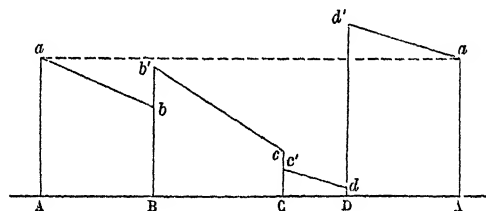
Nous avons vu précédemment comment varie le potentiel le long d'un ou de plusieurs fils conducteurs parcourus par un courant. Il reste à savoir quelle est la condition pour qu'un courant puisse se produire.

Si l'on parcourt un circuit fermé dans une direction déterminée, à partir d'un certain point P, pour revenir au même point après une révolution entière, il faut que le potentiel revienne aussi à la même valeur. La chute de potentiel le long d'un fil quelconque est, en désignant par i l'intensité du courant, par r la résistance du fil, $e = ir$; le long d'une série de

fil, elle sera $\Sigma e = \Sigma ir$, ou, puisque i est constant tout le long d'un même circuit i , Σr . Cette quantité doit être nulle si l'on veut que le potentiel reprenne la même valeur. Or les quantités r sont essentiellement positives; il en est de même de leur somme, et, par suite, on ne peut avoir $i \Sigma r = 0$ que si i lui-même est nul.

Pour qu'un courant puisse se produire, il faut donc nécessairement que le potentiel se relève en quelques portions du circuit, ce qui exige la dépense extérieure d'une certaine quantité d'énergie employée à élever le potentiel de l'électricité. Cette dépense sera, en général, localisée. Le plus habituellement les régions où elle se produit ont peu d'étendue et nous pouvons les remplacer symboliquement par des surfaces idéales séparant deux conducteurs. D'autres causes peuvent agir, à certaines surfaces, pour abaisser le potentiel : ce sont des dépenses locales d'énergie électrique. La distribution des potentiels sur le circuit rectifié sera alors représentée (fig. 114) par une série de lignes ab , $b'c$, $c'd$, ... toutes in-

Fig. 114.



clinées dans le même sens et qui, au lieu de se raccorder bout pour bout, se relèvent ou s'abaissent brusquement de quantités bb' , cc' , ...

APPLICATION DU PRINCIPE DE LA CONSERVATION DE L'ÉNERGIE.

— LOI DE OHM APPLIQUÉE A UN CIRCUIT FERMÉ. — Soient i l'intensité de courant; ϵ , ϵ' les relèvements brusques de potentiel pris avec leur signe; e , e' les chutes progressives de potentiel dans les fils. Le travail dépensé pendant l'unité de temps et correspondant à une chute e est ei ; le travail ab-

DIMENSIONS DES UNITÉS ÉLECTROSTATIQUES. 337
 sorbé à chaque surface de séparation est ϵi . On doit donc avoir

$$\sum \epsilon i - \sum \epsilon i = 0$$

ou

$$\sum e = \sum \epsilon$$

ou enfin

$$i \sum r - \sum \epsilon = 0,$$

$$i = \frac{\sum \epsilon}{\sum r}.$$

On désigne les relèvements brusques de potentiel ϵ sous le nom de *forces électromotrices contenues dans le circuit*. L'intensité du courant est donc égale à la somme des forces électromotrices, divisée par la résistance totale. Cet énoncé est la forme la plus générale de la loi de Ohm, appliquée à un circuit fermé. C'est sous cette forme qu'elle fut retrouvée expérimentalement par Pouillet, indépendamment des travaux de Ohm, dont le physicien français n'avait pas eu connaissance.

DIMENSIONS DES UNITÉS ÉLECTROSTATIQUES. — Nous avons considéré jusqu'ici, en électrostatique, cinq sortes principales de quantités :

- la quantité d'électricité q ;
- le potentiel V ou la force électromotrice e ;
- la capacité c ;
- l'intensité de courant i ;
- la résistance r .

Il est intéressant de savoir comment ces quantités se rattachent, d'après nos conventions, aux unités fondamentales de longueur, de temps et de masse.

La quantité d'électricité q est définie par la loi de Coulomb. Deux quantités d'électricité égales à q et placées à une distance L exercent une force répulsive F

$$F = \frac{q^2}{L^2},$$

d'où

$$(1) \quad q = L\sqrt{F}.$$

Dans un système quelconque d'unités, l'unité électrostatique d'électricité ne dépend donc que des unités choisies pour évaluer les longueurs et les forces. Mais, dans notre système, l'unité de force dépend elle-même des unités de longueur de masse et de temps par la relation symbolique

$$F = MLT^{-2},$$

d'où la relation symbolique

$$(2) \quad q = M^{\frac{1}{2}}L^{\frac{3}{2}}T^{-1}.$$

La quantité d'électricité a pour dimensions $\frac{1}{2}$ par rapport à la masse, $\frac{3}{2}$ par rapport à la longueur, -1 par rapport au temps.

Le potentiel V est de la forme $\frac{q}{L}$, il en est de même de la force électromotrice qui est la différence de deux potentiels; par suite

$$(3) \quad V = e = \frac{q}{L} = M^{\frac{1}{2}}L^{\frac{1}{2}}T^{-1}.$$

La capacité est de la forme $\frac{q}{V}$,

$$(4) \quad c = \frac{q}{V} = L,$$

les dimensions de la capacité sont celles d'une longueur.

L'intensité d'un courant est la quantité d'électricité qu'il transporte dans l'unité de temps : ses dimensions sont donc celles d'une quantité d'électricité divisée par un temps

$$i = \frac{q}{T} = M^{\frac{1}{2}}L^{\frac{3}{2}}T^{-2}.$$

Enfin on a entre la force électromotrice, l'intensité et la résistance, la relation

$$r = \frac{e}{i},$$

et, par suite, les dimensions de la résistance sont celles d'une force électromotrice divisées par celles d'une intensité de courant

$$r = \frac{M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{3}{2}} T^{-1}}{M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{1}{2}} T^{-2}} = L^{-1} T.$$

Les dimensions de la résistance sont inverses des dimensions d'une vitesse.

Nous résumerons tous ces résultats dans le Tableau suivant

Système électrostatique.

Unités dérivées	Unités fondamentales.		
	Longueur	Temps.	Masses
Quantité d'électricité q	$\frac{3}{2}$	—1	$\frac{1}{2}$
Potentiel V	$\frac{1}{2}$	—1	$\frac{1}{2}$
Force électromotrice e }			
Capacité c	1	0	0
Intensité du courant i	$\frac{3}{2}$	—2	$\frac{1}{2}$
Résistance r	—1	1	0

TABLE DES MATIÈRES

DU PREMIER FASCICULE DU TOME QUATRIÈME.

	Page.
INTRODUCTION.....	1
Des forces qui varient en raison inverse du carré de la distance.	1

GRAVITATION UNIVERSELLE.

Hypothèse de la gravitation universelle.....	5
Lois de Kepler.....	6
L'attraction est dirigée vers le Soleil.....	7
Loi de l'attraction.....	8
Identité de la pesanteur et de l'attraction universelle.....	11
Expériences de Cavendish.....	13
Expériences de MM. Cornu et Baille.....	17
Déviation du fil à plomb par les montagnes.....	19
Variation de la pesanteur dans l'intérieur du globe.....	21

ÉLECTRICITÉ STATIQUE.

CHAPITRE PREMIER.

Phénomènes généraux de l'électricité.

Historique.....	28
Distinction des corps conducteurs et non conducteurs.....	29
Distinction des deux espèces d'électricité.....	33
Séparation des deux électricités par le frottement.....	35
Hypothèse des deux fluides électriques.....	39

CHAPITRE II.

Loi de Coulomb.

	Pages.
Balance de torsion.....	41
Loi des répulsions.....	44
Loi des attractions.....	46
Méthode des oscillations.....	48
Quantités d'électricité.....	50
Expériences de Coulomb relatives aux quantités d'électricité.....	51
Recherches récentes sur la loi de Coulomb.....	53

CHAPITRE III.

De la déperdition de l'électricité.

Expériences de Coulomb.....	56
Loi de la perte par l'air.....	57
Expériences récentes.....	60
Perte par les supports.....	65

CHAPITRE IV.

Conséquences et vérification de la loi de Coulomb.
Potentiel.

La loi de Coulomb est la loi élémentaire des actions électriques..	68
L'électricité se porte à la surface des corps conducteurs.....	69
Conséquence relative à la loi de Coulomb.....	73
Composantes de la force exercée sur un point électrisé.....	75
Potentiel.....	77
Propriété des dérivées secondes de la fonction V.....	80
Action d'un corps électrisé sur un point intérieur.....	80
Potentiel d'une couche sphérique homogène, en un point intérieur ou extérieur.....	83
Attraction d'une sphère sur un point intérieur.....	85
Propriété des dérivées secondes de V pour un point intérieur à un corps électrisé.....	87
Application de la théorie du potentiel au cas de l'attraction uni- verselle.....	87
Électricité en équilibre sur un corps conducteur.....	88
Tension électrique.....	89

CHAPITRE V.

**Théorème de Green. — Représentation géométrique
des phénomènes électriques.**

	Pages.
Surfaces équipotentielles ou surfaces de niveau électriques.....	92
Lignes de force.....	93
Théorème de Green.....	94
Conséquences du théorème de Green.....	96
Diagrammes électriques.....	99

CHAPITRE VI.

Distribution de l'électricité à la surface d'un conducteur.

Distribution de l'électricité à la surface d'un conducteur.....	106
Méthode du plan d'épreuve.....	107
Distribution de l'électricité sur un ellipsoïde ou sur un disque circulaire.....	110
Distribution de l'électricité sur deux sphères en contact.....	116
Expériences diverses de Coulomb. — Lames allongées. — Disques. Cylindres. — Pointes.....	118

CHAPITRE VII.

Capacités électriques. — Phénomènes d'influence.

<i>Capacités électriques</i>	121
Sources constantes d'électricité.....	121
Définition expérimentale du potentiel à l'intérieur d'un conducteur.	121
Capacité électrique.....	123
Partage des charges électriques entre des conducteurs très éloignés.....	124
Mesures des capacités et des potentiels.....	125
Analogie du potentiel avec la température et de la capacité électrique avec la capacité calorifique.....	126
<i>Influence électrique</i>	127
Expérience d'Œpinus.....	127
Influence d'un point électrisé sur une sphère.....	131
Images électriques.....	136
Influence réciproque de deux sphères électrisées.....	137
Cas général de l'influence. — Coefficients d'induction.....	140

Influence sur un corps présentant des cavités intérieures. — Écrans électriques.....	145
Applications diverses.....	147
Influence sur un conducteur armé de pointes Pouvoir des pointes et des flammes.....	147
Tourniquet électrique.....	149
Mesure du potentiel en un point de l'air.....	150
Électrisation par influence précédant le mouvement des corps légers.....	151

CHAPITRE VIII.

Condensateur à lame d'air.

Historique.....	153
Condensateur d'Œpinus. — Théorie élémentaire. — Force condensante.....	155
Théorie générale.....	158
Décharge des condensateurs. — Loi des charges résiduelles.....	162
Étude expérimentale des condensateurs à lame d'air. — MM. Riess et Gaugain.....	166

CHAPITRE IX.

Corps isolants. — Pouvoir inducteur spécifique.

Charge d'un corps isolant.....	171
Pénétration des charges.....	172
Influence sur les corps isolants.....	173
Polarisation.....	175
Théorie de M. Clausius.....	177
Application aux condensateurs. — Pouvoir inducteur spécifique... ..	179
Rôle de la lame isolante dans les condensateurs. — Effet de la polarisation et de la pénétration.....	181
Expériences de Cavendish.....	185
Expériences de Faraday.....	187
Mesures récentes des pouvoirs inducteurs spécifiques.....	190
Pouvoir inducteur spécifique des gaz.....	195
Changement de volume accompagnant l'électrisation des isolants.....	197

CHAPITRE X.

Électrométrie.

	Pages.
Pendules électriques.....	201
Électroscopes à balles et à feuilles d'or.....	202
Électroscopes condensateurs.....	206
Électroscopes à piles sèches.....	207
Électromètre de Hankel.....	209
Méthodes électrométriques de Coulomb.....	211
Électromètre absolu de sir W. Thomson.....	213
Électromètre portatif et électromètre à longue échelle de sir W. Thomson.....	220
Électromètre à quadrants.....	221

CHAPITRE XI.

Machines électriques.

<i>Machines à frottement</i>	227
Machines de Ramsden, de Van Marum et de Nairne.....	226
Théorie des machines à frottement.....	233
Machine électrique d'Armstrong.....	237
<i>Machines fonctionnant par influence</i>	240
Électrophore.....	240
Machines de Bertsch et de M. Carré.....	242
Machines de Holtz de première espèce.....	244
Influence du conducteur diamétral.....	247
Machine de Holtz de deuxième espèce.....	248
Machine électrique à écoulement.....	249

CHAPITRE XII.

Énergie électrique.

Signification mécanique du potentiel.....	252
Énergie électrique.....	253
Force exercée sur un corps électrisé.....	256
Décharges électriques.....	258
Expériences de M. Riess.....	259
Lois des températures.....	263
Lois des quantités de chaleur.....	264
Cascades.....	266

CHAPITRE XIII.

Décharge disruptive.

	Pages
<i>Effets généraux des décharges électriques</i>	269
Fusion et volatilisation des métaux	269
Inflammation des corps combustibles et des mélanges détonants ..	271
Décompositions chimiques produites par la décharge	272
Effets mécaniques des décharges électriques	274
Effet physiologique des décharges	276
<i>De la décharge dans les gaz</i>	277
Étincelle	279
Influence de la pression	280
Cas des gaz très raréfiés	281
Couleur de l'étincelle	285
Chaleur développée par l'étincelle	285
Température de l'étincelle	287
Différence de potentiel nécessaire pour produire une étincelle ...	288
Tubes étincelants	291
Non-conductibilité du vide	293
Soupapes électriques	293
Durée de l'étincelle	294

CHAPITRE XIV.

Sources diverses d'électricité. — Électricité atmosphérique.

<i>Sources diverses d'électricité</i>	297
Pression. — Division des corps. — Clivage	297
Chaleur	299
Contact. — Actions chimiques	299
<i>Électricité atmosphérique</i>	300
Électroscopes employés pour l'observation de l'électricité atmo- sphérique	300
Phénomènes qu'on observe par un ciel serein	303
Électricité des nuages	305
Orages	307
Éclair	308
Tonnerre	309
Influence des nuages orageux sur le sol	309
Choc en retour	311

TABLE DES MATIÈRES.

347

	Pages.
Effets de la foudre.....	313
» I. Sur les corps conducteurs.....	313
» II. Sur les corps isolants.....	315
Foudre globulaire.....	318
Paratonnerres.....	321

CHAPITRE XV.

**Étude électrostatique des courants. — Système d'unités
électrostatiques.**

Courant électrique.....	325
Direction des courants.....	328
Distribution des potentiels le long d'un fil traversé par un cou- rant.....	
Force électromotrice entre deux points d'un conducteur.....	329
Résistance.....	331
Intensité du courant. Loi de Ohm.....	332
Loi de Joule.....	332
Application du principe de la conservation de l'énergie à un fil...	333
Unités électrostatiques d'intensité de courant et de résistance....	334
Distribution des potentiels le long d'un circuit fermé.....	335
Application du principe de la conservation de l'énergie. Loi de Ohm appliquée à un circuit fermé.....	336
Dimensions des unités électrostatiques.....	337

PLANCHE I.

TABLE DES MATIÈRES,

PAR ORDRE ALPHABÉTIQUE.

DU PREMIER FASCICULE DU TOME QUATRIÈME.

Absolus (Electromètres), 213.
 Action à distance, 1
 Addition des charges électriques, 146.
 Analogie du potentiel et de la température, 126.
 Anélectriques (Corps), 29.
 Anneau de garde, 215.
 Armatures des condensateurs, 155, 183.
 Atmosphérique (Electricité), 297, 300.
 Attraction universelle 5; — des corps légers, 27, 151.
 Azotique (Acide per-), 272.
 Balance de torsion, 13, 41.
 Batteries électriques, 261, 266.
 Bifilaire (Suspension), 53.
 Bouteille de Leyde, 154, 183, 197.
 Capacités électriques, 121, 123, 125, 126, 187, 339.
 Carbone (Sulfure de), 195.
 Carbonique (Acide), 196.
 Cascades, 266.
 Cerf-volant de Franklin, 307.
 Chaleur dégagée par les décharges électriques, 259.
 Champ électrostatique, 105.
 Charges électriques, 124, 146, 162, 171, 172. *Voir* Electrométric.
 Chatterton (Composé de), 193.
 Chimiques (Actions) produites par l'étincelle, 272.

Clioc en retour, 311.
 Cire, 190.
 Coefficients d'induction électrostatique, 140.
 Condensateur, 154, 163, 181.
 — (Electroscope), 106.
 Conducteurs et non conducteurs (Corps), 29, 269, 296, 313, 318.
 Conducteur diamétral, 247.
 Conservation de l'énergie (Application du principe de la) à un circuit fermé, 333.
 Corps idio-électriques et anélectriques, conducteurs et isolants, 19.
 Couches doubles d'électricité, 235.
 Courant électrique, 325. Direction, 328. Distribution des potentiels le long d'un fil, 329; le long d'un circuit fermé, 335. Intensité, 332, 339. Unité électrostatique de courant, 334.
 Décharge d'un condensateur, 162; — D. électriques, 258, 277.
 Décompositions chimiques par les décharges, 271.
 Densité de la Terre, 17, 19, 23.
 Déperdition de l'électricité, 55.
 Déviation du fil à plomb, 19.
 Diagrammes électriques, 99.
 Diamétral (Conducteur), 247.
 Diélectriques, 171, 174, 179, 185; — *voir* isolants (Corps).
 Dimensions des unités électrostatiques, 337.

Disque (Distribution de l'électricité sur un), 110.

Dissimulée (Electricité), 158.

Distribution de l'électricité, 106.

Disruptive (Décharge), 269.

Division (Electricité par la) des corps, 297.

Ébonite, 194.

Éclair, 309.

Écrans électriques, 147.

Electricité statique, 27 à 324.

Électrolyse par les décharges, 273.

Électromètres, 201, 213, 220, 221.

Électromotrice (Force), entre deux points d'un fil, 329; en un point d'un circuit, 337.

Électrophore, 240.

Électroscopes, 170, 202, 206, 207, 300.

Ellipsoïde (Distribution de l'électricité sur un), 110.

Elme (Feu Saint-), 310.

Energie électrique, 107.

Épaisseur électrique, 107.

Épreuve (Plan d'), 107.

Équilibre électrique, 88.

Equipotentiellles (Surfaces), 92.

Essence de térébenthine, 195.

Ethylène, 196.

Étincelle, 270 à 294.

Feu Saint-Elme, 310.

Figures de Lichtenberg, 78.

Fil à plomb dévié par les montagnes, 19.

Flammes (Propriétés électriques des) 147.

Fluides électriques, 30, 39.

Fonction potentielle; — voir Potentiel.

Force (Lignes de) électriques, 93.

— condensante, 155.

— électriques, 27, 43, 44, 73 et suiv.

Formène, 196.

Foudre, 313, 318.

Gaz, pouvoir inducteur spécifique, 195; — Décharges dans les gaz, 277.

Géométrique (Représentation) des phénomènes électriques, 115.

Globulaire (Foudre), 318.

Gomme élastique, 194.

— laque, 190, 194.

Gravitation universelle, 1 à 27.

Guard-ring, 215.

Gutta-percha, 194.

Hydrogène, 196.

Identité de la gravitation universelle et de la pesanteur, 11.

Idio-électriques (Corps), 29.

Images électriques, 136.

Induction électrostatique, 140.

Inflammation des corps combustibles et des mélanges détonants par l'étincelle, 271.

Influence électrique, 127, 173, 309.

Intensité du courant, 332, 339.

Isolants (Corps), 30 et 171.

Jauge de l'électromètre de Thomson, 218.

Leyde (Bouteille de), 154; — voir Condensateur.

Liquides; — Pouvoir inducteur spécifique, 194; — Electrification par le frottement, 239, 249; — Emploi dans les électromètres, 302.

Lois de Kepler et de Newton, 6 et 8; — L. de Coulomb, 41, 53, 68, 73; — L. de la déperdition, 57; L. des décharges, 264; — L. de Ohm, 332; — L. de Joule, 333.

Lune (Attraction entre la) et la Terre, 11.

Machines électriques, 227.

Mécaniques (Effets) des décharges, 274.

Mélanges détonants enflammés par l'étincelle, 271.

- Mesure de la densité de la Terre, 13;
— M. des capacités et des potentiels électriques, 125, 150; — M. des pouvoirs inducteurs spécifiques, 185 à 195; — M. électrométriques, 201 à 221.
- Méthode des oscillations, 48; — M. du plan d'épreuve, 107.
- Négative (Electricité), 36.
- Neutre (Electricité), 39.
- Niveau (Surfaces de) électriques, 92.
- Nuages (Electricité des), 307.
- Orages, 307.
- Oscillations (Méthode des), 48.
- Paratonnerres, 321, 323.
- Pendule électrique, 33, 48, 201.
- Perce-verre et perce-cartes, 274.
- Pesanteur identique à la gravitation universelle, 11; — Variation à l'intérieur du globe, 21.
- Pétrole, 195.
- Physiologiques (Effets) des décharges, 276.
- Pile sèche (Electromètre à), 207.
- Piles, 326, 327.
- Pistolet de Volta, 271.
- Plan d'épreuve, 107.
- Planètes, 6.
- Pointes (Propriété électrique des), 119.
- Points électrisés, 69, 75, 131, 147.
- Poix, 190.
- Polarisation des diélectriques, 174.
- Positive (Electricité), 36.
- Potentiel électrique, 70, 80, 83, 87, 122, 125, 126, 150, 252, 286, 339.
- Pouvoir inducteur spécifique ou diélectrique, 171, 179, 185.
- Pression électrique, 89.
- Quadrants (Electromètres à), 221.
- Quantités d'électricité, 50, 339.
- Réfraction de l'étincelle, 276.
- Reproducteur de charges ou Replenisher, 218.
- Répulsions électriques, 44.
- Réservoir commun, 32.
- Résine, 190, 191.
- Résineuse (Electricité), 35.
- Résistance, 331. Unité électrostatique de résistance, 336, 339.
- Soufre, 190, 194.
- Soupapes électriques, 293.
- Sources d'électricité, 121. •
- Spécifique (Pouvoir inducteur), 171, 179, 185.
- Spermaceti, 190.
- Sphères (Distribution de l'électricité sur deux), 116, 131, 137.
- Sulfureux (Acide), 196.
- Sulfurique (Acide per-), 272.
- Surfaces équipotentiellles, 92.
- Tableaux numériques. — Corps conducteurs et isolants, 32; — Pouvoirs inducteurs spécifiques, 190, 194, 195, 196. — Unités électrostatiques, 334, 337.
- Tension électrique, 89.
- Terre (densité de la), 17, 19, 23.
- Théorème de Green, 92, 94.
- Thermomètre de Riess, 259; — T de Kinnersley, 285.
- Tonnerre, 309.
- Tourmaline, 299.
- Tourniquet électrique, 149.
- Tubes étincelants, 291.
- Unités électrostatiques, 334, 337.
- Verre, 190, 194.
- Vide (Non-conductibilité du), 93.
- Vitrée (Electricité), 35.
- Volatilisation des métaux par le décharges, 269.

TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

DU PREMIER FASCICULE DU TOME QUATRIÈME.

Académie des Sciences, 322.

Airy, 21.

Alvergniat, 292.

Arago, 310.

Armstrong, 237.

Avogadro, 175.

Ayrton et Perry, 196.

Bailey, 18.

Becquerel (A.), 298.

Becquerel et Breschet, 303.

Behrens, 207.

Belli, 175.

Beltrami, 108.

Bertrand (J.), 74, 142.

Bertsch, 242.

Biot, 61, 70, 115, 158.

Blavier, 170.

Bohnenberger, 209.

Boltzmann, 190, 195,

Bonnet, 203.

Bose, 227.

Böttger, 229.

Bouguer, 20.

Breschet, voir Becquerel.

Canton, 35, 128.

Carré, 242.

Cavallo, 203.

Cavendish, 13, 70, 185.

Cayley, 137.

Cazin et Lucas, 295.

Chappuis et Hautefeuille, 272.

Charault, 62.

Clausius, 115, 177, 259.

Corton, 299.

Coulomb, 41, 48, 51, 55, 65, 68, 107
119, 212.

Crookes, 281.

Cuneus, 154.

Dalibard, 307.

Deimann, 274.

Dœbereiner, 291.

Dufay, 31.

Duter, 197.

Faraday, 61, 71, 93, 175, 184, 187
238, 274, 285.

Feddersen, 295.

Felici, 175.

Franklin, 36, 183, 307, 321.

Gaugain, 167, 190, 207, 290, 294.

Gauss, 79.

Gilbert, 27.

Goldstein, 281.

Gordon, 192.

Govi, 197.

Gray, 29.

Green, 79, 94.

Guericke (Otto de), 227.

Hagenbach, 37.

Hankel, 209.

Harris, 53, 289, 291.

Hasselberg, 288.

Hautefeuille, voir Chappuis.

Häu, 298.

Helmholtz, 259.

Henley, 221.

Hörstorf, 281, 288.

Holtz, 244, 248.

Jolly (von), 5.

Joule, 332, 333.

Kienmayer, 229.

Kinnersley, 285.

Kleist (von), 154.

Knochenhauer, 289, 291.

Kohlrausch, 330.

Laplace, 98.

Lemery, 199.

Lichtenberg, 278.

Lucas, voir Cazin.

Marum (Van), 231, 270.

Mascart, 225, 237, 270, 290.

Matteucci, 60 à 64, 173.

Maxwell (Clerk), 100.

Mitchell, 13.

Nairne, 232.

Newton, 7, 20.

Nollet (l'abbé), 203.

Œpinus, 127, 155, 299.

Ohn, 330, 332.

Paetz von Troostwyck, 274.

Pearson, 274.

Péclet, 237.

Peltier, 300.

Perry, voir Ayrton.

Plana, 116.

Poggendorff, 247, 294.

Poisson, 79, 116, 137.

Pouillet, 337.

Quételet, 305.

Ramsden, 228.

Reich, 17.

Riemann, 137.

Riess, 54, 65, 109, 167, 259, 289.

Righi, 199, 209.

Roche, 22, 116.

Romas (de), 307.

Ruhmkorff, 247.

Saussure (de), 302.

Silow, 195.

Symmer, 40.

Terquem et Trannin, 275.

Thomson (Sir William), 137, 213.

220, 221.

249, 256.

290, 302.

Tœpler, 287.

Trannin, voir Terquem.

Volta, 123, 197, 203, 206, 240, 271,

327.

Walsh, 64.

Warburg, 62.

Wiedemann (Eilhard), 287, 288.

Wiedemann et Rühlmann, 291.

Wollaston, 274.

Wüllner, 194.

Zamboni, 208.

ERRATA

DU PREMIER FASCICULE DU TOME QUATRIÈME.

Page 83, ligne 31, *au lieu de* PO, *lire* PA.

Page 177, ligne 5, *au lieu de* E, *lire* A.

Page 291, en note, *au lieu de* Dabereiner, *lire* Dæbereiner.

COURS DE PHYSIQUE

DE

L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE.

LA PILE.

PHÉNOMÈNES ÉLECTROTHERMIQUES
ET ÉLECTROCHIMIQUES.

CHAPITRE PREMIER.

SYSTÈME D'UNITÉS ÉLECTROMAGNÉTIQUE.

Direction des aiguilles aimantées par la Terre. — Actions réciproques des pôles des aimants. — Unités de champ magnétique et de moment magnétique. — Expérience d'Ørsted. — Champ magnétique d'un courant rectiligne indéfini. — Système électromagnétique. — Dimensions des unités dans ce système. — Mesure électromagnétique de l'intensité d'un courant. — Boussole des tangentes. — Galvanomètres. — Interrupteurs et commutateurs — Régulateurs d'intensité.

L'étude électrostatique des courants présente, au point de vue pratique, quelques difficultés et quelques inconvénients. En particulier, la mesure de l'intensité des courants à l'aide de l'électromètre est pénible; on peut lui reprocher d'être indirecte et de manquer de sensibilité, tout au moins, quand on n'emploie que les électromètres précédemment étudiés. Or il est possible de mesurer directement l'intensité des courants,

en s'appuyant sur des phénomènes d'un autre ordre, qui seront étudiés en détail par la suite, mais que nous ne pouvons nous dispenser d'exposer sommairement dès le début.

DIRECTION DES AIGUILLES AIMANTÉES PAR LA TERRE. — Tout le monde sait que les aimants naturels sont des échantillons d'oxyde magnétique de fer Fe^3O^1 qui jouissent de la propriété d'attirer la limaille de fer. Quand on frotte une aiguille d'acier trempé contre un aimant, elle acquiert d'une manière durable les propriétés magnétiques, celle d'attirer le fer, principalement à ses deux extrémités ou pôles, et de prendre, quand on la suspend librement par son centre de gravité, une direction qui peut être considérée comme fixe en un lieu et à une époque déterminés.

On appelle *plan du méridien magnétique* le plan vertical contenant l'aiguille. Le 1^{er} janvier 1885 (¹), ce plan faisait, à Paris, un angle de $16^\circ 15'$ avec le plan du méridien terrestre en allant du nord vers l'ouest : c'est l'angle de *déclinaison*. L'aiguille fait avec l'horizontale du méridien magnétique un angle qui, à la même date, était de $65^\circ 18'$: c'est l'angle d'*inclinaison*. On appelle moitié *nord* ou *australe* de l'aiguille celle qui, à Paris, est au nord du méridien magnétique, et plonge au-dessous de l'horizon ; l'autre moitié de l'aiguille est la moitié *sud* ou *boréale*. Les parties australes de deux aiguilles se repoussent, et il en est de même de leurs parties boréales ; mais la partie boréale d'une aiguille attire la partie australe d'une autre. Il en résulte qu'un fort barreau aimanté modifiera la position d'une aiguille librement suspendue dans le voisinage, et qu'il pourra même exercer une action prépondérante. La Terre, qui dirige les aiguilles aimantées, se comporte à cet égard comme un aimant qui aurait son pôle boréal au nord et son pôle austral au sud.

Acceptons pour le moment tous ces faits, sans nous préoccuper de les interpréter, et bornons-nous à préciser la nature de l'action mécanique exercée par la Terre sur une aiguille aimantée. Nous démontrerons ultérieurement qu'elle se réduit

(¹) D'après les indications publiées par M. Cornu dans l'*Annuaire du Bureau des Longitudes* pour 1887, p. 542. La déclinaison diminue actuellement de $6',2$, l'inclinaison de $1',3$ par an.

à un couple dont les forces \vec{F} opposées sont appliquées en deux points A et B qu'on appelle *pôles* (fig. 1) et qui, dans le cas d'une aiguille cylindrique mince, sont très voisins des extrémités. Soit $2l$ la distance de ces deux pôles; quand on écartera l'aiguille d'un angle α de sa position d'équilibre, le moment du couple auquel elle se trouvera soumise sera $2\vec{F}l \sin \alpha$:

pour $\alpha = \frac{\pi}{2}$, il atteindra sa valeur maximum $2\vec{F}l = \mathcal{M}$; \mathcal{M} est le *moment du couple directeur* de l'aiguille : c'est, par définition, le moment du couple qu'il faut appliquer à l'aiguille pour la maintenir à 90° de sa position d'équilibre.

En chargeant l'aiguille d'un petit contre-poids p , situé, par rapport à son centre de gravité G, du même côté que le pôle boréal de l'aiguille (fig. 2), on pourra modifier sa position

Fig. 1.

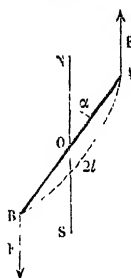
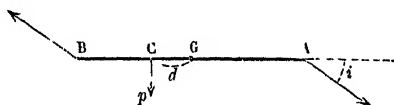


Fig. 2.



d'équilibre dans le plan du méridien magnétique, et même la rendre horizontale. On arrivera au même résultat en suspendant l'aiguille par un point autre que son centre de gravité, ou en l'assujettissant dans une gaine ou chape qui n'est susceptible de tourner que dans un plan horizontal. Soit i l'angle d'inclinaison; la composante horizontale X de \vec{F} est $\vec{F} \cos i$, et la composante du moment magnétique susceptible de produire un effet sur l'aiguille, $\mathcal{M} \cos i = \mathcal{J}$. Quand on écartera l'aiguille d'un angle α à partir du méridien, le couple auquel elle sera soumise aura pour moment $\mathcal{J} \sin \alpha$.

tiques s'exercent comme les attractions et les répulsions électriques, en raison inverse du carré de la distance.

On peut donc définir l'unité de pôle magnétique, ou unité de magnétisme, comme on définit l'unité d'électricité. *Un pôle austral égal à l'unité est celui qui agissant sur un pôle égal, à une distance de 1^{cm}, produit une force répulsive égale à 1 dyne.* Un pôle boréal égal à l'unité est celui qui, agissant sur un pôle austral égal à l'unité à une distance de 1^{cm}, produit une force attractive de 1 dyne. Soient μ et μ' les quantités de magnétisme de deux pôles prises avec leurs signes, r la distance entre ces deux pôles, f la force qu'ils exercent considérée comme positive quand elle est répulsive; on a

$$(1) \quad f = \frac{\mu\mu'}{r^2}.$$

UNITÉS DE CHAMP MAGNÉTIQUE ET DE MOMENT MAGNÉTIQUE. — La force \mathcal{F} exercée par la Terre sur un pôle A varie proportionnellement à la force que ce pôle exercerait sur un autre pôle, c'est-à-dire proportionnellement à μ . On pose

$$(2) \quad \mathcal{F} = F\mu,$$

et l'on appelle F l'intensité du champ magnétique terrestre.

On nomme en général *champ magnétique* tout espace dans lequel un pôle magnétique se trouve soumis à des forces, et l'on appelle *intensité du champ* en un point P, le quotient de la force exercée par la quantité de magnétisme à laquelle elle s'applique, ou *la force à laquelle se trouve soumise l'unité de magnétisme placée en ce point*. L'intensité d'un champ magnétique en un point P est égale à l'unité si ce champ exerce sur un pôle égal à l'unité placé en P une force égale à une dyne.

Le moment \mathcal{M} du couple directeur agissant sur une aiguille a pour expression

$$(3) \quad \mathcal{M} = 2\mathcal{F}l = 2\mu l F;$$

on pose

$$(4) \quad M = 2\mu l,$$

et l'on appelle M le *moment magnétique* de l'aiguille. C'est le moment du couple directeur dans un champ magnétique égal à l'unité.

Substituant à $2\mu l$ sa valeur dans (3), on a

$$(5) \quad \mathcal{M} = MF;$$

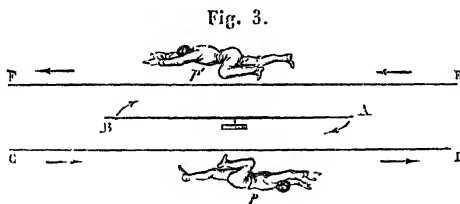
on aura de même

$$(6) \quad H = \mathcal{M} \cos i = MH;$$

$H = F \cos i$ est la composante horizontale du champ magnétique terrestre.

Au 1^{er} janvier 1885, la valeur de H à Paris était de 0,1942; sa variation annuelle est en ce moment tout à fait négligeable; la valeur de F , à la même date, était $\frac{0,1942}{\cos 65^{\circ}18'} = 0,4647$.

EXPÉRIENCE D'ØRSTED. — Ørsted (¹) reconnut, en 1819, que toute aiguille aimantée librement suspendue dans le voisinage d'un courant prend une nouvelle position d'équilibre et se dévie d'un angle α . On peut faire l'expérience en plaçant le courant en EF (fig. 3), dans le méridien magnétique, au-dessus



d'une aiguille AB , mobile sur un pivot. Si le courant est intense et très rapproché de l'aiguille, α est pratiquement égal à 90° ; s'il décroît ou s'éloigne progressivement, la déviation diminue. Il en serait de même si le conducteur était au-dessous de l'ai-

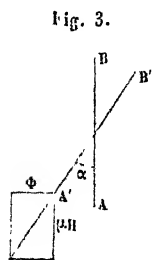
(¹) ØRSTED, *Experimenta circa efficaciam conflictus electrici in acum magneticam*. Copenhague, 1820; *Annales de Chimie et de Physique*, 2^e série, t. XIV, p. 417.

guille CD ou s'il occupait une position quelconque dans le plan CDEF.

L'aiguille étant suspendue par un de ses points, il est évident que l'action se réduit à un couple. Pour trouver la direction de ce couple, commençons par placer dans le voisinage un barreau fixe dans une situation telle, qu'il rende les oscillations de l'aiguille extrêmement lentes et détruise sensiblement l'effet que la Terre exerce sur elle ; alors elle n'est plus soumise qu'à l'action du courant, et l'on reconnaît qu'elle se dévie toujours de 90° , quelles que soient l'intensité du courant et sa direction dans le plan CDEF ; donc les forces du couple sont perpendiculaires au plan passant par le courant et par le pivot de l'aiguille.

Si l'on veut maintenant fixer le sens de la déviation, qui est celui du couple, il suffit de se figurer un observateur p' traversé par le courant des pieds à la tête et de le tourner de manière qu'il regarde l'aiguille ; c'est vers sa gauche que le pôle austral est toujours déplacé, que le courant soit vertical ou horizontal, au-dessus ou au-dessous de l'aiguille. Cette règle pratique a été indiquée par Ampère.

CHAMP MAGNÉTIQUE D'UN COURANT RECTILIGNE INDÉFINI. — Considérons une aiguille aimantée AB assez petite et un courant



rectiligne assez éloigné pour que l'action du courant sur l'aiguille, supposée libre, se réduise à un couple. Les forces de ce couple sont perpendiculaires au plan qui passe par le courant et par le pôle, et la force Φ appliquée au pôle austral A est dirigée vers la gauche du courant.

Nous vérifierons d'abord que l'intensité de la force Φ est proportionnelle à la quantité de magnétisme μ du pôle A. A cet effet, dirigeons le courant rectiligne parallèlement et au-dessus de AB dans le plan du méridien magnétique. Les forces appliquées au pôle A sont : 1° la composante horizontale μH de l'action terrestre, dirigée dans le méridien magnétique ; 2° l'action Φ du courant perpendiculaire à ce méridien. L'ai-

guille dévie donc d'un angle α , de AB en A'B' et l'on peut admettre, eu égard à la faible longueur de l'aiguille, que la force Φ exercée en A' ne diffère ni en grandeur, ni en direction de celle qui s'exerçait en A. On a donc

$$\text{tang } \alpha = \frac{\Phi}{\mu H}.$$

Remplaçons l'aiguille AB par une autre dont les pôles possèdent des quantités de magnétisme μ' , la déviation ne change pas. On a donc

$$\frac{\Phi}{\mu H} = \frac{\Phi}{\mu' H};$$

c'est-à-dire que Φ est proportionnel à μ ,

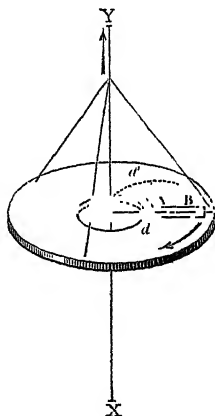
$$\Phi = \nu \varphi.$$

Puisque l'action d'un courant sur un pôle est proportionnelle à la quantité de magnétisme μ , on est en droit de dire qu'un courant produit autour de lui un champ magnétique; φ est l'intensité de ce champ; elle s'évalue au moyen des mêmes unités que le champ magnétique terrestre.

Il reste à savoir comment φ varie, d'après l'intensité du courant, et la distance.

En ce qui concerne la distance, on pourra se servir de la disposition suivante, due à Maxwell. Un aimant AB (fig. 5) de longueur notable, perpendiculaire à la direction d'un courant indéfini XY, est posé sur un support circulaire T, ayant pour axe le courant. On constate que ce support n'a aucune tendance à tourner dans son propre plan. Les deux pôles de l'aimant, possédant des quantités de magnétisme μ , $-\mu$, éprouvent donc des actions Φ , Φ' inverses et dont les moments par

Fig. 5.



rapport à l'axe sont égaux. Soient d , d' les distances des deux pôles à l'axe

$$\Phi d - \Phi' d' = 0$$

et, par suite,

$$\varphi d = \varphi' d',$$

$$\frac{\varphi}{\varphi'} = \frac{d'}{d}.$$

L'intensité du champ varie en raison inverse de la distance au courant.

On constatera encore que, pour une distance d fixe, φ varie proportionnellement à l'intensité i du courant, mesurée en valeur électrostatique, à l'aide de l'électromètre. On a donc, en définitive,

$$(7) \quad \varphi = K \frac{i}{d}.$$

La valeur numérique de K , fixée par des expériences que nous décrirons par la suite, est

$$(8) \quad K = \frac{1}{3 \cdot 10^{10}}.$$

SYSTÈME ÉLECTROMAGNÉTIQUE. — Au lieu de rattacher l'intensité des courants aux phénomènes électrostatiques, on peut, grâce aux expériences précédentes, la rattacher aux phénomènes magnétiques. En effet, la mesure de l'intensité φ du champ magnétique d'un courant permet de caractériser celui-ci par un coefficient spécifique qui est proportionnel à φd avec un coefficient de proportionnalité dont on fixera arbitrairement la valeur absolue. Pour des motifs dont nous apprécierons plus tard la valeur, on est convenu de poser

$$(9) \quad \varphi d = 21,$$

et l'on nomme 1 l'*intensité électromagnétique du courant*.

La comparaison des formules (7) et (9) montre que l'intensité électromagnétique I d'un courant est proportionnelle à

son intensité électrostatique \dot{z} . On a donc

$$(10) \quad \frac{1}{\dot{z}} = \frac{K}{2} = 3.10^{10}.$$

Il suffira donc de mesurer l'intensité électromagnétique pour pouvoir calculer l'intensité électrostatique et inversement. Si l'on n'a besoin que de mesures relatives, il est indifférent de comparer entre elles les valeurs de I ou de \dot{z} .

Dans l'expression de lois expérimentales telles que la loi de Joule ou la loi de Ohm, on peut remplacer \dot{z} par I sans changer autre chose qu'un coefficient numérique. Mais on a trouvé plus convenable de donner à la force électromotrice et à la résistance des définitions nouvelles dites *électromagnétiques* et telles que les expressions de ces deux lois subsistent sans introduction de coefficients nouveaux.

Il en résulte une synonymie, fâcheuse à quelques égards, mais qui est passée dans les habitudes de la Science et avec laquelle on ne saurait trop tôt se familiariser.

Soit R la résistance électromagnétique d'un conducteur dont la résistance électrostatique est r . Pour que la loi de Joule conserve son expression, l'énergie dépensée par le courant dans le conducteur, sous forme de chaleur et pendant l'unité de temps, doit avoir pour expression

$$(11) \quad RI^2 = r\dot{z}^2.$$

L'unité électromagnétique de résistance sera telle que l'unité électromagnétique de courant γ dégage pendant l'unité de temps une quantité de chaleur équivalente à un erg. On a

$$(12) \quad \frac{R}{r} = \frac{\dot{z}^2}{I^2} = \frac{1}{(3.10^{10})^2}.$$

Pour les mesures relatives de résistance, il est indifférent de comparer entre elles les valeurs de R ou de r .

Soit E la force électromotrice entre deux points d'un conducteur, évaluée en mesure électromagnétique. D'après la loi

de Ohm, on doit avoir

$$(13) \quad E = IR.$$

L'unité électromagnétique de force électromotrice est donc celle que maintient un courant d'intensité électromagnétique égale à 1 entre les deux extrémités d'une résistance dont la valeur électromagnétique est 1. Comme on a aussi

$$(13) \quad e = ir,$$

il en résulte

$$(14) \quad \frac{E}{e} = \frac{1}{i} \frac{R}{r} = \frac{1}{3 \cdot 10^{10}},$$

et il est encore indifférent, pour les mesures relatives, de comparer entre elles les valeurs de E ou de e .

Il n'est donc pas besoin d'indiquer dans quel système ont été effectuées des mesures relatives d'intensité de courant, de force électromotrice ou de résistance; en ce qui concerne les valeurs absolues, on passe d'un système à l'autre à l'aide d'un coefficient unique $3 \cdot 10^{10}$ que l'on désigne habituellement par la lettre ν , et à l'aide des relations (10), (12) et (14).

On peut relier la quantité d'électricité et la capacité électrique au système électromagnétique, en posant

$$(15) \quad Q = IT,$$

$$(16) \quad C = \frac{Q}{E}.$$

L'unité électromagnétique de quantité est donc celle qui est transportée en une seconde par un courant dont l'intensité électromagnétique est égale à 1.

L'unité électromagnétique de capacité est celle d'un condensateur dont les deux armatures présentent, l'une par rapport à l'autre, une force électromotrice égale à l'unité électromagnétique, quand il est chargé par l'unité électromagnétique de quantité d'électricité.

On a

$$(17) \quad \frac{Q}{q} = \frac{I}{i} = 3 \cdot 10^{10},$$

$$(18) \quad \frac{C}{c} = \frac{Q}{q} \frac{e}{E} = (3 \cdot 10^{10})^2.$$

DIMENSIONS DES UNITÉS DANS LE SYSTÈME ÉLECTROMAGNÉTIQUE.

— La loi de Coulomb relative au magnétisme joue dans le système électromagnétique le même rôle que la loi de Coulomb relative à l'électricité dans le système électrostatique.

La quantité de magnétisme μ a pour dimensions

$$\mu = M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{3}{2}} T^{-1};$$

le moment magnétique,

$$M = \mu L = M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{5}{2}} T^{-1}.$$

L'intensité du champ magnétique est la force exercée sur l'unité de magnétisme; elle a donc les dimensions d'une force divisée par une quantité de magnétisme

$$\varphi = \frac{F}{\mu} = M^{\frac{1}{2}} L^{-\frac{1}{2}} T^{-1}.$$

L'intensité du courant est le produit d'une intensité de champ magnétique par une longueur (équation 9),

$$I = \varphi L = M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{1}{2}} T^{-1}.$$

On arrive ainsi à attribuer à l'intensité du courant dans le système électromagnétique les dimensions que, dans le système électrostatique, on attribuait à la force électromotrice. Inversement les quantités de même nom n'ont pas les mêmes dimensions dans les deux systèmes. Par exemple, le rapport des dimensions de I et de i est

$$\frac{I}{i} = \frac{M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{1}{2}} T^{-1}}{M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{3}{2}} T^{-2}} = \frac{T}{L}.$$

Ces singularités tiennent précisément à ce que, dans les deux systèmes, l'on fait jouer le même rôle à des quantités d'espèce différente : la quantité d'électricité d'une part, la quantité de magnétisme de l'autre.

En continuant à suivre, pas à pas, les définitions données ci-dessus, on trouvera successivement les dimensions suivantes :

$$R = \frac{FL}{I^2 T} = LT^{-1},$$

$$E = IR = M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{3}{2}} T^{-2}.$$

$$Q = IT = M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{1}{2}},$$

$$C = \frac{Q}{E} = L^{-1} T^2.$$

Nous résumerons ces résultats dans le Tableau suivant :

Système électromagnétique.

Unités dérivées	Unités fondamentales		
	Longueur	Temps	Masses
Quantité de magnétisme μ	$\frac{1}{2}$	— 1	$\frac{1}{2}$
Moment magnétique M	$\frac{1}{2}$	— 1	$\frac{1}{2}$
Intensité du champ magnétique φ	— $\frac{1}{2}$	— 1	$\frac{1}{2}$
Potentiel magnétique V	$\frac{1}{2}$	— 1	$\frac{1}{2}$
Intensité du courant I	$\frac{1}{2}$	— 1	$\frac{1}{2}$
Résistance R	1	— 1	0
Force électromotrice E	$\frac{1}{2}$	— 2	$\frac{1}{2}$
Quantité d'électricité Q	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$
Capacité électrique C	— 1	2	0

MESURE ÉLECTROMAGNÉTIQUE DE L'INTENSITÉ D'UN COURANT. — **BOUSSOLE DES TANGENTES.** — Après avoir défini les diverses grandeurs dans le système électromagnétique, il convient d'apprendre à les mesurer. Nous ne nous occuperons dans ce Chapitre que de l'intensité des courants.

D'après la définition donnée ci-dessus, pour mesurer l'intensité d'un courant rectiligne indéfini, il faudrait déterminer l'intensité φ du champ magnétique qu'il produit à une dis-

tancé d . Il suffirait de diriger le courant dans le plan du méridien magnétique, et de le faire agir à la distance d sur une aiguille aimantée horizontale de longueur négligeable par rapport à d ; l'aiguille dévierait d'un angle α donné par la formule

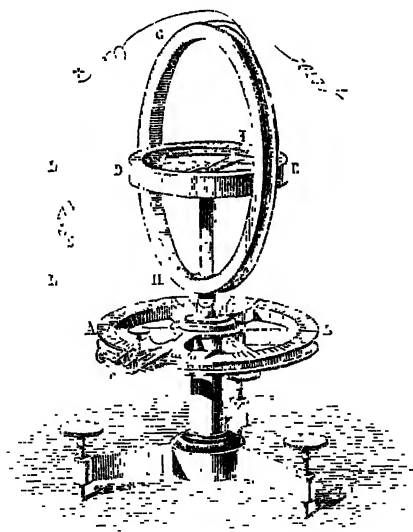
$$\tan \alpha = \frac{\varphi}{H} = \frac{2I}{Hd}.$$

Connaissant l'intensité horizontale H du champ magnétique terrestre, que nous apprendrons plus tard à mesurer, on calculerait I par la formule

$$I = \frac{Hd}{2} \tan \alpha.$$

Mais il est plus commode d'enrouler le fil traversé par le courant sur un cadre circulaire vertical C , mobile autour d'un

Fig. 36.



axe vertical (Fig. 6) et portant en son centre une aiguille aimantée mobile, suspendue horizontalement dans une chape à l'aide d'un fil de cocon, ou mobile sur un pivot, et dont on

apprécie les déviations sur un cercle horizontal D. Toutes les portions du courant sont alors à la même distance de l'aiguille et concourent également à produire la déviation. On se convaincra, en effet, que l'observateur d'Ampère se déplaçant sur le fil de manière à regarder toujours l'aiguille, exécute une révolution complète, mais sans que sa droite et sa gauche s'échangent. Les actions individuelles de toutes les parties du fil concourent donc à porter le pôle austral A de l'aiguille d'un même côté, et, puisque toutes ces parties sont à la même distance, leurs actions sont égales. La force résultante sera : 1° proportionnelle à l'intensité du courant ; 2° en raison inverse de la distance, c'est-à-dire du rayon r du cercle, et 3° proportionnelle à un coefficient numérique que nous apprendrons à calculer plus tard, et qui se trouve égal à 2π pour chaque tour de fil. S'il y a n tours, la tangente de la déviation sera donc

$$\tan \alpha = \frac{2n\pi I}{Hr};$$

d'où

$$I = \frac{Hr}{2n\pi} \tan \alpha.$$

On voit qu'il suffit de mesurer H , le rayon r du cercle, le nombre de tours du fil et la déviation α . Celle-ci sera d'autant plus grande, pour une intensité donnée, que le nombre n de tours sera plus grand. La sensibilité de l'appareil sera donc proportionnelle à n .

L'appareil que nous venons de décrire a été imaginé en 1837 par Pouillet (¹), qui lui a donné le nom de *boussole des tangentes*.

Depuis lors, il a reçu diverses formes, et il est pour ainsi dire exclusivement employé, quand on veut déterminer en valeur absolue, l'intensité électromagnétique d'un courant.

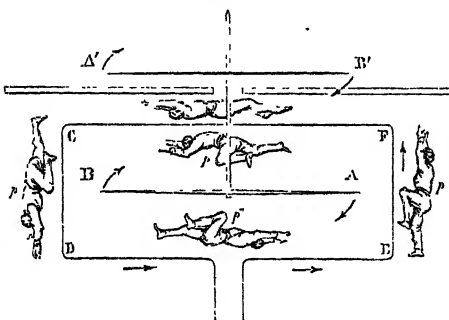
GALVANOMÈTRES. — Dans un grand nombre de cas on n'a pas besoin de connaître cette valeur absolue : souvent même il

(¹) POUILLET, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. IV, p. 267; 1837.

suffit de pouvoir déterminer si un courant appréciable circule dans un fil, et de savoir en fixer la direction. Dans le cas où la sensibilité seule est nécessaire, l'enroulement du fil autour de l'aiguille peut s'écarter de la forme circulaire, et il n'est plus indispensable que les dimensions de l'aiguille soient négligeables par rapport à celles du cadre (¹). Il y a, au contraire, tout intérêt à rapprocher le plus possible les spires de l'aiguille pour augmenter l'action du courant, tout en diminuant la longueur du fil employé.

Cependant la déviation de l'aiguille est toujours restreinte par la force directrice de la Terre, qui ramène l'aiguille dans le méridien magnétique; mais on peut encore augmenter la sensibilité de l'appareil en employant, comme le fit Nobili, un système de deux aiguilles opposées AB, A'B' (fig. 7), fixées à une tige

Fig. 7.



verticale qui les rend solidaires. La terre agit inversement sur chacune d'elles et produit sur leur système un couple résultant égal à la différence de ceux qui dirigeaient séparément l'une et l'autre, et qui sera de plus en plus faible quand le magnétisme des deux aiguilles sera de moins en moins différent. D'un autre côté, l'effet total du courant sur le système se composera de celui qui s'exerce sur l'aiguille AB, lequel est, comme précédemment, représenté par les flèches A et B,

(¹) Le principe du cadre multiplicateur a été indiqué par Schweigger, (*Schweigger's Journal*, t. XXXI; 1821).

et aussi de l'action exercée sur $A'B'$, action qu'il faut étudier : or elle se réduira sensiblement à l'effet de la partie FC qui est prédominante, parce qu'elle est la plus rapprochée. Si donc on retourne l'observateur p' pour qu'il regarde $A'B'$, il aura sa gauche derrière le tableau, et il y chassera le pôle A' dans le même sens que la flèche A. Conséquemment, l'addition d'une seconde aiguille a le double avantage de diminuer autant qu'on le veut le couple terrestre et d'augmenter le couple produit par le courant ; et, si l'on se rappelle que celui-ci est proportionnel au nombre des tours, on voit que la sensibilité de l'appareil ne sera limitée que par les difficultés de construction.

Les fig. 8 et 9 représentent, la première une coupe, la se-

Fig. 8.

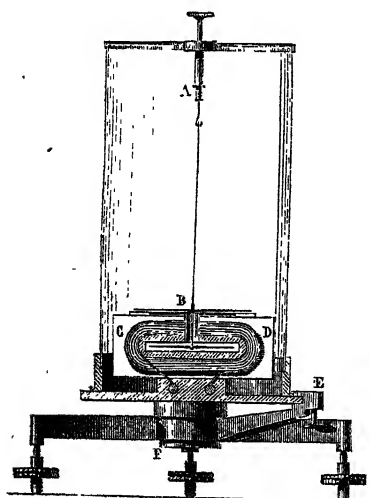
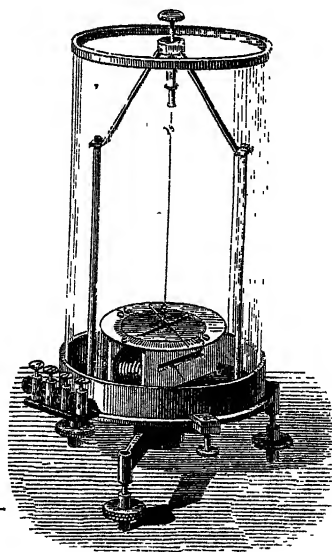


Fig. 9.



conde l'aspect général du galvanomètre de Nobili. L'appareil repose sur un pied à vis calantes et tourne autour d'un axe vertical F qui permet de l'orienter ; une vis de pression E le fixe invariablement quand il est réglé. Le cadre CD est de cuivre ; il est percé d'un trou vertical A, destiné à laisser pas-

ser la tige qui réunit les deux aiguilles; il est entouré de fils de cuivre recouverts de soie qui en font le tour un nombre plus ou moins considérable de fois et qui aboutissent à des poupées extérieures AA, BB, qu'on voit *fig. 9*; enfin il est recouvert d'un cercle horizontal divisé dont la ligne 0-180 est parallèle aux plans des fils. Les deux aiguilles sont soutenues à une potence par un fil de cocon AB accroché à un bouton A, que l'on peut soulever ou abaisser, suivant que l'on veut les suspendre librement ou les laisser reposer sur le cadre pour arrêter leurs oscillations. L'aiguille supérieure parcourt les divisions du cercle et mesure les déviations. Le tout est recouvert d'une cloche de verre.

Quand on veut expérimenter, on cale l'appareil, c'est-à-dire qu'on règle les vis de manière que les aiguilles oscillent librement, sans frotter sur aucune des parties du cadre ou du trou central B; puis on le fait tourner autour de son axe F, jusqu'à ce que les aiguilles, qui ne sont plus dirigées que par la terre, coïncident avec la ligne 0-180 du cercle : on est sûr alors qu'elles sont parallèles aux plans des fils et au couple terrestre. Il ne reste plus qu'à mettre l'appareil en communication avec les fils qui conduisent le courant. Pour cela, on les engage dans des trous percés sur les poupées terminales AB, A₁B₁, et on les serre par des vis latérales disposées à cet effet.

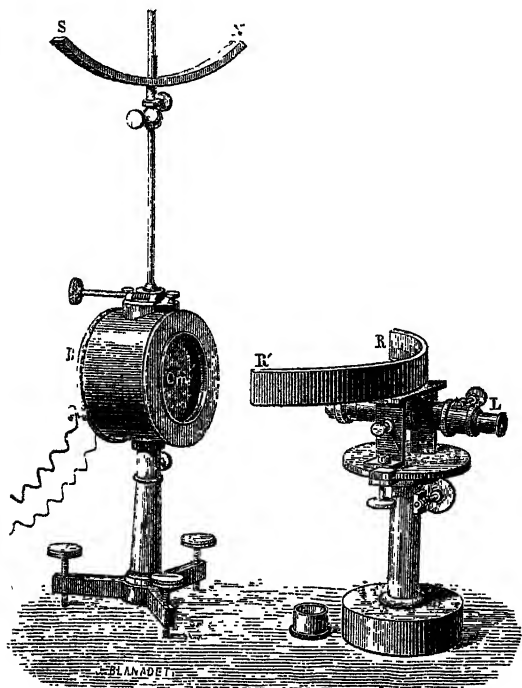
Souvent on dispose deux fils différents sur le cadre, les extrémités de l'un aboutissant à AA₁, celles de l'autre à BB₁. On peut mettre l'un d'eux seulement ou tous les deux à la fois dans le courant, ce qui permet de donner à l'appareil plusieurs degrés de sensibilité.

Si les deux fils AA₁, BB₁ sont égaux en longueur et en section et enroulés ensemble, ils produisent la même déviation quand ils sont séparément traversés par le même courant, et une déviation nulle s'ils sont à la fois parcourus en sens inverse par des courants égaux. Ce *galvanomètre différentiel* permet conséquemment de reconnaître l'égalité de ces deux courants.

Une excellente disposition de galvanomètre pour les courants de très faibles intensités est celle qui a été adoptée par Sir W.

Thomson, et qui est représentée par les *fig. 10* et *11*. L'appareil est formé d'un très court barreau aimanté *ab* (*fig. 11*), portant un miroir *m* dont on observe la position d'équilibre (*fig. 10*) à l'aide d'une lunette *L* et d'une règle divisée *RR'*,

Fig. 10.

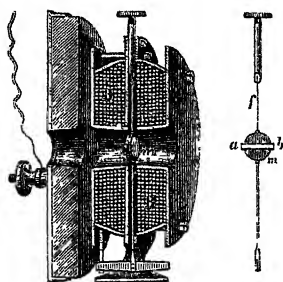


qui dans quelques appareils est circulaire et doit alors être placée de manière que le miroir soit au centre de courbure. Cette disposition offre l'avantage que la lunette est toujours au point et que les lectures faites sur la règle sont proportionnelles aux déviations, même quand celles-ci ne sont pas très petites; mais elle exige un réglage dont il vaudrait mieux être dispensé.

Le barreau est placé au centre d'un cadre multiplicateur (*fig. 11*) dont les dimensions sont calculées, ainsi que nous le

verrons par la suite, de manière à obtenir le maximum d'effet sur le barreau. Celui-ci est rendu astatique par un barreau auxiliaire SN (*fig. 10*) mobile sur une tige verticale, et qu'on

Fig. 11.



oriente de façon à contre-balancer l'action de la terre sur le barreau mobile.

Il est clair que tout galvanomètre satisfait aux mêmes conditions que la boussole des tangentes, tant que les déviations sont assez petites pour qu'on puisse admettre que les relations de position de l'aiguille et du cadre n'ont pas été altérées d'une manière sensible, et comme, dans ce cas, $\tan \alpha$ est proportionnelle à l'arc α , on peut écrire

$$I = k\alpha.$$

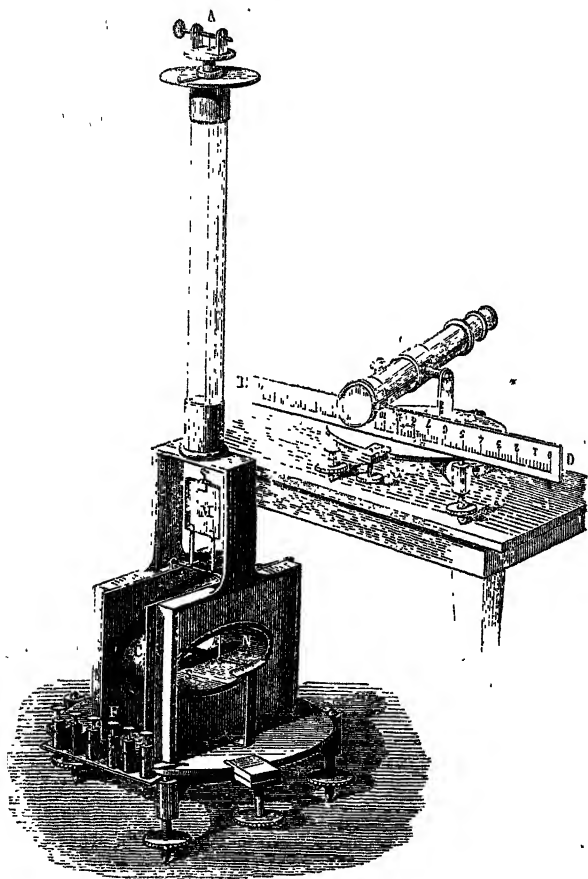
Les intensités relatives peuvent alors se mesurer par les déviations de l'aiguille; on obtiendra celles-ci avec toute la précision désirable par la méthode de Poggendorff indiquée précédemment (¹), et dont on fait usage dans le galvanomètre de Sir W. Thomson, ainsi que dans la boussole de Weber, représentée par la *fig. 12*.

Le dessin nous dispense de décrire ce dernier appareil avec détail. Le barreau mobile NS est fixé solidairement à un miroir vertical M qui partage ses mouvements; celui-ci est soutenu par un écheveau de soie écrue à un treuil A. Les fils, fractionnés en trois longueurs, aboutissent aux poupées F et

(¹) T. III, 2^e fascicule.

permettent d'opérer avec des sensibilités très diverses. Enfin le cadre est constitué par une masse considérable de cuivre

Fig. 12.



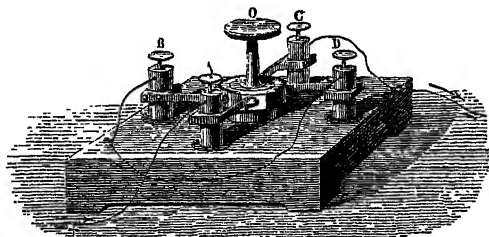
qui a la propriété, comme nous le verrons plus tard, d'arrêter presque instantanément les oscillations du barreau et de le ramener à une insensibilité complète.

INTERRUPTEURS ET COMMUTATEURS. — Quand on veut à un moment donné soumettre ou soustraire un circuit conducteur

à l'action d'un courant, on peut employer l'interrupteur représenté dans les *fig. 13* et *14*.

Sur un support de bois, ou mieux d'ébonite, substance très peu conductrice, s'élèvent quatre poupées cylindriques de métal, A, B, C, D, qui sont percées de trous horizontaux dans lesquels on engage les fils conducteurs, que l'on serre au moyen de vis verticales. De chacune de ces poupées part une languette formant ressort, qui vient presser un cylindre central surmonté d'un bouton O, et qu'on peut faire tourner autour de son axe vertical. Il est d'ivoire, mais son contour est revêtu de deux lames métalliques opposées dont les milieux sont sur la ligne M'N', et qui ne sont séparées l'une de l'autre que par deux arcs d'ivoire situés sur un diamètre MN (*fig. 13*).

Fig. 13.



Supposons que les poupées D et A soient mises en communication, la première avec le pôle positif, la seconde avec le pôle négatif d'une pile, et que B et C soient réunies par le conducteur CFB à travers lequel on veut faire passer le courant. Si le diamètre d'interruption est en MN, comme l'indique la figure, le courant passe de la languette fixée en D dans celle qui est portée par A, à travers le contour métallique N' du cylindre central, et il ne circule pas dans le conducteur BFC. Mais, si l'on tourne de 90° le bouton O, la ligne d'interruption se place suivant M'N', celle de communication en MN; alors le courant va de D en C, traverse CFB, et revient de B en A au pôle négatif.

Le même appareil sert à un autre usage : il permet de changer le sens du courant dans un conducteur et devient un commutateur. Pour cela, on joint les deux pôles aux deux poupées

opposées C et A (*fig. 15*) et le conducteur BED aux deux autres B et D. Si la ligne d'interruption est en M'N', le cou-

Fig. 14.

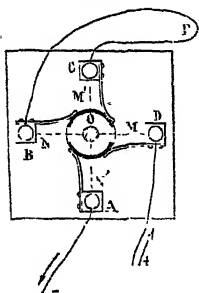
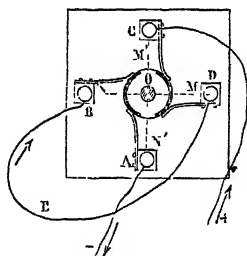


Fig. 15.



rant suit le chemin C, \overrightarrow{DEB} , A, et marche dans le sens de la flèche EB; mais, lorsqu'on mettra la ligne d'interruption en MN, le chemin parcouru sera C, \overrightarrow{BED} , A, dans une direction opposée à la flèche EB.

On a imaginé beaucoup d'autres appareils, destinés, comme le précédent, à interrompre le courant ou à changer sa direction à un moment donné; le suivant, qui est dû à Ruhmkorff, se retrouvera dans un grand nombre d'instruments (*fig. 16*

Fig. 16.

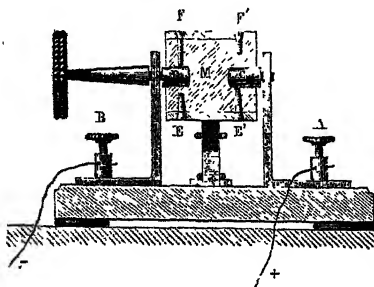
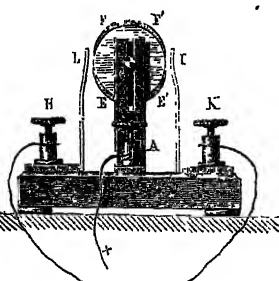


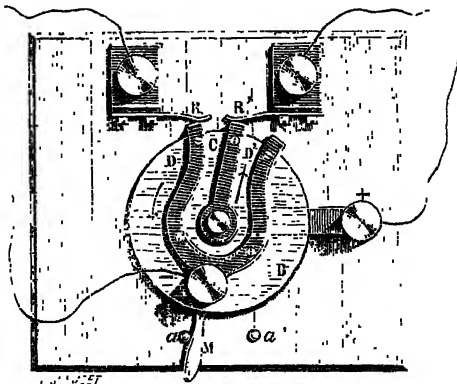
Fig. 17



et 17). M est un cylindre de verre mobile autour d'un axe horizontal métallique DC, qui est interrompu en son milieu. La partie C est en communication, d'abord par le support et

la poupée A avec le pôle positif, ensuite avec une plaque métallique EE' appliquée par des vis sur le cylindre de verre. La partie D du même axe est, de la même manière, réunie au pôle négatif par B et à une seconde plaque FF'. De cette façon, on peut dire que EE' et FF' sont les pôles positif et négatif de la pile. La *fig. 17* représente maintenant une élévation perpendiculaire à l'axe; on y voit les deux lames EE' et FF' faisant saillie au-dessous et au-dessus du cylindre; H et K sont deux autres poupées qui reçoivent les extrémités du conducteur et d'où partent deux languettes I et L qui se dressent à la hauteur du cylindre de verre et en regard de la partie qui est nue. Dans cette position, le courant est interrompu; mais quand, en tournant l'axe de 90° , on fera communiquer EE' avec I et FF' avec L, le courant passera de I en K, circulera de K en H et reviendra de L en FF'. Au contraire, si l'on fait toucher I à FF' et L à EE', le courant ira de L en H, puis en K et I, et il aura marché dans le conducteur de H en K. C'est ainsi qu'avec beaucoup de simplicité on a à la fois, sans aucun changement des communications, un interrupteur et un commutateur.

Fig. 18.



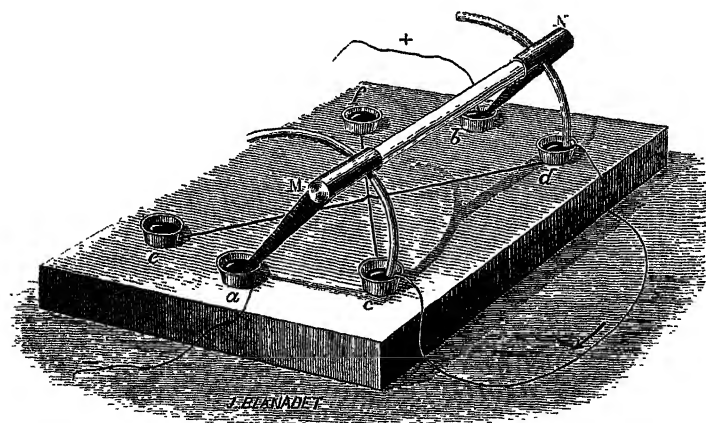
Le commutateur de Bertin (¹) (*fig. 18*) est formé d'une sorte de lyre CDD', dont les deux branches extérieures D, D' sont

(¹) BERTIN, *Nouveaux Opuscles de Physique*, p. 46. Strasbourg, 1865.

en communication avec le pôle négatif de la pile, et la branche centrale C avec le pôle positif. Le bouton isolant B, qui supporte la lyre, tourne autour de son centre à l'aide de la manivelle M, dont la course est limitée par les deux butoirs α , α' . Les fils dans lesquels on veut lancer le courant s'attachent aux bornes R, R'. Chacune de ces bornes porte un ressort contre lequel viennent frotter les branches de la lyre. Quand la manivelle M touche le bouton α , le courant entre par la branche centrale en R' et revient par R aux branches extérieures; c'est l'inverse quand la manivelle touche α' . Enfin, quand la manivelle est au milieu de l'intervalle $\alpha\alpha'$, la branche centrale du commutateur est au milieu de l'intervalle des deux ressorts, et le courant est interrompu. Une flèche gravée sur la branche C du commutateur indique à l'observateur la direction du courant.

Une disposition souvent employée ⁽¹⁾ est représentée par

Fig 19.

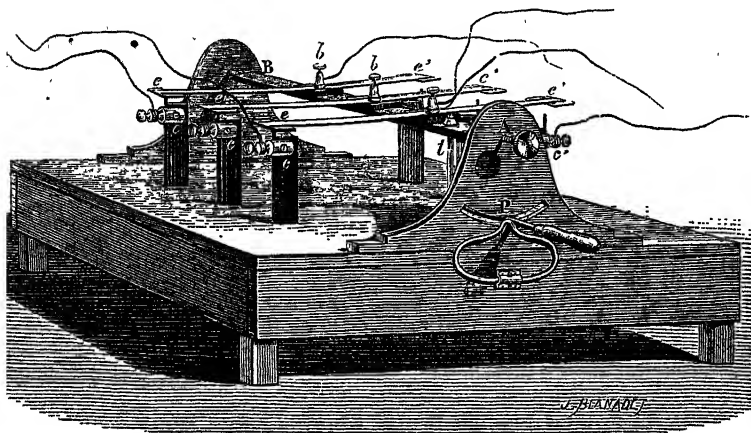


la fig. 19. Un équipage formé d'une tige isolante portant à ses extrémités deux arcs conducteurs repose par deux pointes

(¹) Cet appareil, appelé *gyrotrope*, fut imaginé par Pohl, *Kastner's Archiv*, XIII, p. 49; 1828.

dans des godets *a, b*, pleins de mercure où plongent les deux pôles de la pile. Quatre autres godets *c, d, e, f* sont en relation deux à deux par des conducteurs en croix. Les fils dans lesquels on veut lancer le courant sont attachés aux godets *c* et *d* placés d'un même côté. Le tout est disposé sur une plaque isolante. Il suffit de faire basculer l'équipage pour renverser

Fig. 20.



le sens du courant, et de l'enlever pour interrompre le flux électrique.

Ainsi que l'a fait observer M. Blondlot, le principe de ce dernier commutateur est susceptible de généralisation pour le cas où l'on veut interrompre d'un coup une série de communications et en rétablir une autre série. Un équipage isolant, susceptible de basculer par un ressort, est muni de plusieurs traverses conductrices *t, ...* (*fig. 20*), portant chacune une borne *b* centrale, où l'on attache les fils qui doivent toujours demeurer dans le circuit, par exemple, les pôles de la pile. Les tiges de *t* se terminent par des lames métalliques platinées *e, e'*. Au-dessous de ces lames, et de part et d'autre, sont disposées des bornes *c, c'*, en relation avec d'autres fils et portant chacune une tige verticale de platine.

Quand on fait basculer l'équipage vers la droite, les plaques

de droite viennent appuyer sur les fils correspondant aux bornes c' ; tous les fils attachés à ces bornes se trouvent dans le circuit; ceux qui sont attachés aux bornes c de gauche, hors du circuit. Ce système permet les combinaisons les plus variées.

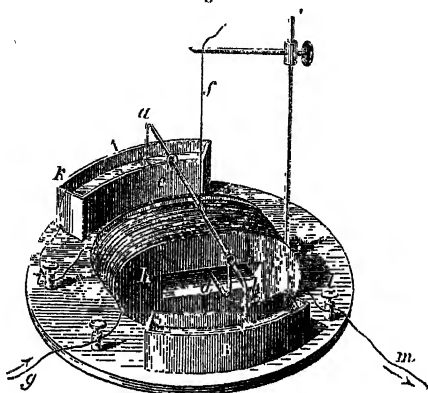
RÉGULATEURS D'INTENSITÉ. — On a imaginé divers appareils qui fonctionnent automatiquement et qui ont pour but de maintenir constante l'intensité du courant d'une pile. Le suivant est dû à Kohlrausch ⁽¹⁾; il se compose (*fig. 21*) d'une bobine de fil de cuivre, large et plate, qui est fixée sur un plateau de bois de manière que le plan des fils soit perpendiculaire au méridien. Un étrier $abcd$, suspendu à un fil f , porte une aiguille aimantée très courte, fixée sur la traverse cd de manière qu'elle oscille à peu près au centre de la bobine; la traverse ab se termine par deux électrodes ou spatules en cuivre qui plongent dans deux augets demi-circulaires A, B, remplis d'une solution de sulfate de cuivre. Le courant entre par la pince g , pénètre en h dans la bobine, sort en i , se rend par le fil ik dans l'auget A, traverse ab , et sort du second auget B par le fil lm .

La bobine étant ici perpendiculaire au méridien, la force que le courant exerce sur l'aiguille est parallèle au méridien et à la force terrestre. Dès lors, si l'on fait passer le courant dans le sens voulu pour qu'il chasse le pôle nord de l'aiguille vers le sud, les deux forces sont parallèles et de sens contraires; elles se détruisent si elles sont égales. Or on peut toujours affaiblir ou renforcer le couple terrestre par un aimant placé dans le voisinage de l'aiguille, jusqu'à obtenir cette égalité; l'aiguille est alors en équilibre dans la position où elle se trouve, tant que l'intensité du courant reste la même; elle serait encore en équilibre indifférent dans toute autre position, si ses déplacements n'avaient aucune influence sur l'intensité du courant. Or, il n'en est pas ainsi, et c'est

(¹) KOHLRAUSCH. *Pogg. Ann.* CXXXII, p. 266; 1867. Voir aussi *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. II, p. 294, la description d'un *Nouveau régulateur de courant*, par M. Mascart.

précisément sur cette circonstance que repose l'usage de l'appareil. Tout mouvement de l'aiguille déplace les électrodes dans les augets et produit une variation de l'intensité du courant, qui a pour effet de ramener le système dans sa position d'équilibre. Si, d'un autre côté, l'intensité vient à changer, l'aiguille prend une nouvelle position d'équilibre, dans laquelle

Fig. 21.



la variation d'intensité provenant de la pile est compensée par la variation due au déplacement des électrodes dans le liquide, et l'intensité du courant redevient ce qu'elle était, puisque son action est toujours égale et contraire à celle du couple terrestre. On peut ainsi maintenir le courant à très peu près constant pendant un temps considérable, malgré les variations de la pile.

CHAPITRE II.

LOI DE OHM. — RECHERCHES DE POUILLET.

Piles hydro-électriques et thermo-électriques. — Expériences de Pouillet. — Étude expérimentale de l'intensité des courants. — Conducteurs équivalents. — Longueurs réduites. — Circuits complexes. — Couple hydro-électrique. — Piles hydro-électriques. — Discussion de la formule. — Divers modes d'association des couples. — Sensibilité des galvanomètres.

Nous avons établi la loi de Ohm par des expériences électrométriques, et nous avons montré quelle est l'expression même du principe de la conservation de l'énergie, appliqué aux courants électriques.

Nous avons ensuite indiqué ce que l'on doit entendre par *intensité électromagnétique* d'un courant. Mais, pour ne pas interrompre l'exposition, et afin de mettre mieux en lumière la relation des diverses sortes d'unités, nous avons accepté les lois de Ohm et de Joule, comme ayant été établies par des expériences d'*ordre purement électrostatique*, ce qui, au point de vue historique, est tout à fait inexact.

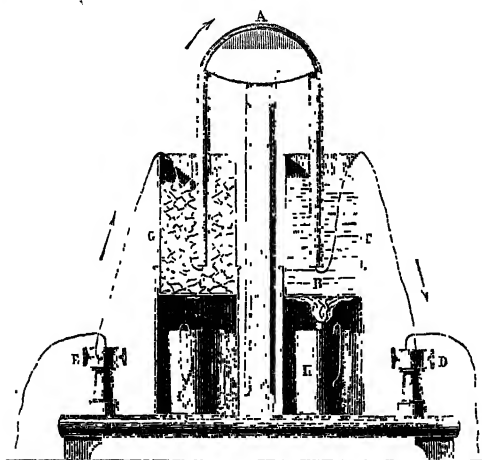
Il y a, d'ailleurs, un grand intérêt à montrer comment on aurait pu découvrir ces lois, *en dehors même de toute connaissance des phénomènes électrostatiques* et par le seul usage du galvanomètre. En ce qui concerne la loi de Ohm, nous n'aurons pour cela qu'à suivre pas à pas le remarquable travail d'un savant français, Pouillet, qui, à l'aide du galvanomètre, a retrouvé la loi de Ohm, encore inconnue en France en 1837, et l'a fait définitivement adopter par les physiciens de tous les pays.

PILES HYDRO-ÉLECTRIQUES ET THERMO-ÉLECTRIQUES. — Pouillet mit en œuvre deux sortes de piles : 1^o celles dont l'énergie est

entretenu par une dépense de chaleur (piles thermo-électriques); 2° celles dont l'énergie est empruntée à une action chimique s'opérant avec dégagement de chaleur; ce sont les piles ordinaires, que Pouillet nomme *hydro-électriques*.

Comme exemple de pile thermo-électrique, nous pouvons citer celle même qui servit à Pouillet. Il avait préparé plusieurs cylindres de bismuth identiques, recourbés en siphon et présentant la forme d'un U renversé (fig. 22). A leurs ex-

Fig. 22.



trémities C et B, il soudait deux fils de cuivre gros et courts, CE et BD, et il plongeait les deux soudures dans deux vases G et F, dont l'un était maintenu à 0° et dont l'autre était porté à la température de 100°. Il est évident que les effets de chacun de ces éléments doivent être sensiblement les mêmes, et l'expérience apprend qu'ils fournissent dans un même circuit donné un même courant dont l'intensité ne subit pas, avec le temps, de variation sensible. Ils sont donc caractérisés par une même valeur de la force électromotrice.

Parmi les piles qui empruntent leur énergie à l'action chimique, l'une des plus régulières est la pile dite *de Daniell*, formée essentiellement d'une lame de cuivre plongée dans du sulfate de cuivre et d'une lame de zinc amalgamée plongeant

térieurement à la pile, que des conducteurs métalliques, et qu'aucun déplacement mécanique de ces conducteurs, de conducteurs voisins ou d'aimants, n'est opéré pendant la durée des mesures.

EXPÉRIENCES DE POUILLET. — Le circuit d'une pile étant fermé et contenant un galvanomètre, on constate que, si l'on vient à ajouter au circuit un fil métallique plus ou moins long, l'intensité du courant décroît et tend vers zéro quand la longueur du fil augmente indéfiniment. L'intensité du courant varie donc comme s'il avait une *résistance* à vaincre pour traverser les fils qui composent le circuit, d'où le nom assigné à l'espèce particulière de grandeur dont il s'agit. Nous savons déjà et l'on pouvait prévoir *a priori* que la résistance des fils dépend de leur nature et de leur forme aussi bien que de leur longueur, et c'est à l'expérience que Pouillet s'adressa pour en déterminer les lois.

Dès 1821, Davy avait commencé cette étude et admis que la résistance d'un conducteur est en raison directe de sa longueur et inverse de sa section; en 1825, Becquerel confirmait cette loi par le moyen du galvanomètre différentiel qu'il inventait à cette occasion, et enfin, en 1827, Ohm ⁽¹⁾ traitait la question théoriquement, ainsi que nous l'avons vu, et se livrait à quelques vérifications expérimentales ⁽²⁾, continuées en 1831 par Fechner ⁽³⁾ à l'aide de procédés qui n'avaient pas

(¹) OHM, *Vorläufige Anzeige des Gesetzes nach welchem Metalle die Contact-Elektricität leiten* (Pogg. Ann., IV, 79; 1825). La théorie définitive de Ohm a été publiée en 1827, sous le titre suivant : *Die galvanische Kette, mathematisch bearbeitet*, à Berlin. Ohm a publié depuis divers autres travaux sur le même sujet, dans les *Archives de Kastner*, XIV, 475; XVI, 1; XVII, 1 et 452, et dans le *Journal de Schweiger*, LV, 1; LXIII, 393; LIX, 385; LX, 32; LXIII, 1, 159, 385; LXIV, 21, 138, 257; LXV, 129; LXVII, 31. Le dernier en date de ces travaux est de 1833.

(²) Ohm employait une pile à un seul liquide (élément de Wollaston) et attendait, avant de procéder aux mesures, que le courant fût devenu sensiblement constant. Il en mesurait l'intensité par une sorte de balance de torsion.

(³) FECHNER, *Schweiger's Journal*, LVII, 291; 1829. Ses recherches ont été publiées à part (*Maassbestimmungen über die galvanische Kette*; Leipzig, 1831).

d'ailleurs une grande précision. C'est en 1837 que se plac^é le grand travail de Pouillet (1) que nous allons faire connaître.

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE L'INTENSITÉ DES COURANTS. — Nous restreindrons d'abord notre étude au cas pratique, étudié par Pouillet, où le circuit ne comprend que des fils cylindriques de faible section.

La première loi que l'on doit constater, en commençant l'étude expérimentale de l'intensité, c'est qu'elle est la même en tous les points d'un circuit fermé. Cela doit être, si l'on admet que le courant consiste en un mouvement d'électricité; car, au bout d'un temps donné, la même quantité d'électricité aura traversé toutes les sections du fil conducteur; mais il importe de vérifier ce résultat indépendamment de toute idée théorique. A cet effet, on fixe aux deux pôles d'une pile deux fils métalliques de longueur, de section et de nature différentes; on les tend horizontalement sur une table dans le méridien magnétique, aussi près l'un de l'autre que possible, puis on réunit leurs extrémités libres de manière que le courant aille par l'un et revienne en sens inverse par l'autre. On approche ensuite une aiguille aimantée très près de ce double conducteur. En quelque endroit qu'on la place, on reconnaît qu'elle n'est pas déviée et que le nombre des oscillations qu'elle effectuait avant le passage du courant n'est pas modifié quand ce courant circule; on en conclut que l'intensité électromagnétique est la même dans tous les points du conducteur opposés l'un à l'autre.

GAS DES PILES THERMO-ÉLECTRIQUES. — Nous exposerons maintenant, sans y rien changer, la marche suivie par Pouillet. Il étudia d'abord le cas des piles thermo-électriques.

Pouillet choisit deux éléments de la nature de ceux que nous avons décrits (p. 31) parmi ceux qui diffèrent le moins, et il ferma les deux circuits par des fils métalliques différents :

(1) POUILLET, *Mémoire sur la pile de Volta et sur la loi générale d'intensité que suivent les courants*, etc. (*Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. IV, p. 267; 1837, et *Éléments de Physique expérimentale*, 3^e édit., I, 611).

les courants produits furent inégaux; il les compara, et, pour étudier l'une après l'autre les diverses causes qui les modifient, il fit varier successivement : 1° la longueur, 2° la section, 3° la matière des conducteurs.

1° Réunissons les deux pôles de l'élément n° 1 par un fil de cuivre d'une longueur l_1 , et ceux de l'élément n° 2 par un second fil de même nature, de même section et de longueur l_2 ; enroulons ces fils en sens inverse sur le cadre d'un même galvanomètre, de manière à faire un nombre de tours proportionnel à l_1 pour le premier et à l_2 pour le second. Les actions exercées sur l'aiguille seront opposées et proportionnelles aux produits des intensités I_1 et I_2 par le nombre des tours l_1 et l_2 ; or l'expérience prouve qu'elles se détruisent et que le galvanomètre ne se dévie pas. Il faut donc que l'on ait

$$I_1 l_1 = I_2 l_2 \quad \text{ou} \quad \frac{I_1}{I_2} = \frac{l_2}{l_1}.$$

Par conséquent les intensités des courants engendrés par un couple thermo-électrique sont, toutes choses égales d'ailleurs, en raison inverse des longueurs du circuit.

2° Répétons la même expérience avec deux fils de même nature, égaux en longueur, ayant des sections différentes, s_1 , s_2 , et enroulés de même sur le cadre; nous trouverons que, pour rendre égales les deux actions exercées sur l'aiguille, il faut que les nombres de tours soient proportionnels à s_2 pour le premier et à s_1 pour le second, ou que l'on ait

$$I_1 s_2 = I_2 s_1 \quad \text{ou} \quad \frac{I_1}{I_2} = \frac{s_1}{s_2}.$$

Les intensités sont donc, toutes choses égales d'ailleurs, proportionnelles aux sections du circuit.

3° Il reste à faire varier la nature du fil, c'est-à-dire à fermer le circuit des deux éléments par des conducteurs égaux en longueur et en section, mais formés avec des matières différentes. Cette fois encore les intensités sont inégales et proportionnelles à une constante spécifique k . En réunissant les

résultats de ces recherches dans une formule unique, on exprime l'intensité par

$$I = E \frac{ks}{l}.$$

k est le *coefficient de conductibilité* du métal qui constitue le conducteur; on pourra l'exprimer en nombres par le rapport de cette conductibilité à celle d'un métal convenu, le cuivre pur ou le mercure. E ne dépend que de l'élément, de la nature des métaux qui le composent et de la différence de température qu'on établit entre les deux soudures; c'est l'intensité du courant quand k , s et l sont égaux à l'unité. Nous pouvons nommer E la *force électromotrice* du couple, sans assigner pour le moment d'autre sens à cette expression que celui d'une certaine constante caractéristique.

CONDUCTEURS ÉQUIVALENTS. — LONGUEUR RÉDUITE. — RÉSISTANCE.

— Lorsque deux fils différents par leurs longueurs l , l' , leurs sections s , s' , et leurs conductibilités k , k' , joignent les deux extrémités d'un même couple, les intensités sont, dans les deux cas,

$$I = E \frac{ks}{l}, \quad I' = E \frac{k's'}{l'},$$

et elles deviennent égales si les deux fils sont tels, que l'on ait

$$\frac{ks}{l} = \frac{k's'}{l'}.$$

Alors l'un des fils peut remplacer l'autre; on dit qu'ils sont *équivalents* ou qu'ils ont la même conductibilité totale. Cette propriété est inhérente aux fils eux-mêmes; elle est indépendante de la nature du couple, et elle doit subsister, même si on les intercale dans un circuit quelconque d'une pile quelconque.

Si les deux fils sont de même nature, la condition d'équivalence se réduit à $\frac{s}{l} = \frac{s'}{l'}$; c'est la loi de Davy. Becquerel était parvenu à l'établir directement en mettant en communication

le pôle positif d'une pile avec deux conducteurs Pa , Pb (fig. 24), qu'il joignait aux deux fils d'un galvanomètre différentiel. Le courant total se partageait entre eux et revenait par v' et b' dans un tronc unique CN jusqu'au pôle négatif N . On allongeait ou l'on diminuait l'un des fils Pa et Pb jusqu'à ce que l'action galvanométrique fût nulle, et, quand elle l'était devenue, on en concluait que les deux conducteurs étaient équivalents. On trouva que la condition $\frac{s}{l} = \frac{s'}{l'}$ était toujours réalisée.

Si nous posons $k' = 1$, $s' = 1$, $l' = R$, la relation précédente devient

$$\frac{ks}{l} = \frac{1}{R}.$$

Cela veut dire qu'on peut toujours remplacer un fil k, s, l par un fil normal dont la conductibilité et la section seraient égales à l'unité, et la longueur à R , pourvu qu'on ait

$$(1) \quad R = \frac{l}{ks}.$$

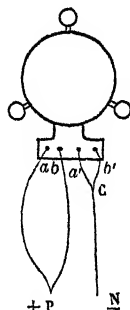
R se nomme la longueur réduite du conducteur. Alors la formule qui exprime l'intensité du courant se réduit à

$$(2) \quad I = \frac{E}{R}.$$

Elle montre que l'intensité est en raison inverse de la longueur réduite R . A cause de cela, R s'appelle aussi la *résistance* du conducteur.

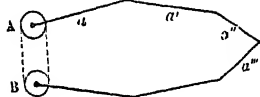
Les formules (1) et (2) résument toutes les lois des courants engendrés par un couple thermo-électrique; les constantes E et R y jouent précisément le rôle que la force électromotrice et la résistance jouent dans l'expression électrostatique de la loi de Ohm, ce qui justifie les noms que nous avons assignés à ces deux sortes de quantités.

Fig. 24.



CIRCUITS COMPLEXES. — Les pôles A et B d'un couple sont réunis par plusieurs fils successifs a, a', a'', a''' , de nature, de section et de longueurs différentes (fig. 25). Quelle est l'intensité du courant ?

Fig. 25.



Soient $kls, k' l' s', k'' l'' s'', \dots$ les données relatives à chacun des fils a, a', a'', \dots ; ceux-ci peuvent être remplacés par leurs longueurs réduites R, R', R'', \dots ,

$$R = \frac{l}{ks}, \quad R' = \frac{l'}{k's'}, \quad R'' = \frac{l''}{k''s''}, \quad \dots$$

Après cette substitution, le circuit se composera d'une suite de conducteurs qui auront la même section, la même conductibilité et une longueur totale $R + R' + R'', \dots$; par suite, l'intensité sera

$$I = \frac{E}{R + R' + R'' + \dots} = \frac{E}{\sum R};$$

c'est encore l'expression de la loi de Ohm.

COUPLE HYDRO-ÉLECTRIQUE. — Si l'on cherche à découvrir, par les mêmes méthodes, les lois des courants engendrés par un couple hydro-électrique constant, on reconnaît aussitôt que l'intensité n'est pas en raison inverse de la longueur réduite du circuit extérieur. Quand R augmente, elle décroît moins rapidement que cette loi ne l'indique. Cela n'a rien qui doive nous étonner. Le courant traverse en effet, non seulement le conducteur interpolaire, mais les liquides du couple, et il doit éprouver une résistance à travers tous les deux : celle du conducteur est R , celle du liquide est inconnue et nous ignorons *a priori* si elle dépend ou non de l'intensité du courant; mais l'hypothèse la plus simple que nous puissions faire, c'est qu'elle en est indépendante et qu'elle équivaut à la résistance d'une certaine longueur R' d'un fil normal. Dès lors la résis-

tance du circuit total est en réalité égale à $R + R'$, et la formule des intensités doit être

$$(3) \quad I = \frac{E}{R + R'}.$$

Il ne s'agit plus que de démontrer l'exactitude de ces prévisions, en prouvant par l'expérience que la formule précédente est vraie. A cet effet, Pouillet se servit d'un couple de Daniell, auquel il adapta successivement des longueurs 0, λ' , λ'' , λ''' , ... l'un fil de cuivre normal, et une boussole des tangentes dont la résistance était λ , et qui mesurait dans chaque cas les intensités I , I' , I'' On devrait avoir, en remplaçant R par ses diverses valeurs,

$$I = \frac{E}{R' + \lambda}, \quad I' = \frac{E}{R' + \lambda + \lambda'}, \quad I'' = \frac{E}{R' + \lambda + \lambda''}, \quad \dots$$

et, en éliminant E ,

$$\frac{I}{I'} = \frac{R' + \lambda + \lambda'}{R' + \lambda}, \quad \frac{I}{I''} = \frac{R' + \lambda + \lambda''}{R' + \lambda}, \quad \dots$$

Ces dernières équations ont permis de calculer un grand nombre de valeurs de $R' + \lambda$; elles sont inscrites dans le Tableau suivant, et, comme elles sont égales, on en conclut que la formule (3) représente la loi des intensités après qu'on y a remplacé R' par la *résistance du liquide*.

LONGUEUR du circuit extérieur.	DÉVIATION observée.	$R' + \lambda$.	DÉVIATION calculée.
m	°	°	m
0.....	62,00	"	62,00
5.....	40,20	4,11	40,18
10.....	28,30	4,06	28,41
40.....	9,45	4,03	9,36
70.....	6,00	4,14	5,37
100.....	4,15	4,09	4,14

En résumé, la loi des intensités des courants est la même pour les couples thermo-électriques et hydro-électriques, avec

cette différence que pour ceux-ci il faut tenir compte de la résistance R' de l'élément, et que cela n'est pas nécessaire pour ceux-là. Cela n'est pas nécessaire, parce que le cylindre de bismuth que nous avons employé avait un grand diamètre et une résistance R' négligeable. C'est la seule raison pour laquelle le premier cas était si simple et a pu conduire si aisément à une formule qu'il a suffi d'interpréter pour l'adapter à tous les cas.

PILES HYDRO-ÉLECTRIQUES. — Considérons en dernier lieu une pile formée de n éléments de Daniell et en général de n couples à action constante; nous allons calculer l'intensité du courant produit. Les divers éléments ont des forces électromotrices E_1, E_2, E_3, \dots , et opposent des résistances R'_1, R'_2, R'_3, \dots . Le premier engendre un courant qui parcourt le circuit tout entier, c'est-à-dire le conducteur extérieur dont la résistance est R , et tous les éléments de la pile qui offrent une somme de résistances $R'_1 + R'_2 + R'_3 + \dots$. L'intensité sera

$$I_1 = \frac{E_1}{R + R'_1 + R'_2 + R'_3 + \dots};$$

le courant donné par le deuxième élément traversera le même circuit, et l'on aura

$$I_2 = \frac{E_2}{R + R'_1 + R'_2 + R'_3 + \dots};$$

il en sera de même de chacun des autres. Tous ces courants, dirigés dans le même sens, se réuniront en un seul égal à leur somme

$$(4) \quad I = \frac{E_1 + E_2 + \dots + E_n}{R + R'_1 + R'_2 + \dots + R'_n} = \frac{\Sigma E}{R + \Sigma R'}.$$

Telle est la solution générale du problème que nous nous étions proposé tout d'abord; elle est complète, puisqu'elle permet de calculer l'intensité du courant engendré par une pile quelconque, quand on connaît les constantes E et R' qui déterminent chaque élément et la résistance R du circuit in-

terpolaire. Pour couronner cette étude remarquable par une dernière sanction expérimentale, Pouillet vérifia directement la formule (4), qui est l'expression la plus générale de la loi de Ohm.

Il prit 6 éléments de Daniell sensiblement égaux entre eux, et il détermina séparément leur force électromotrice E et leur résistance propre R' . A cet effet, il adapta, comme précédemment, à chacun d'eux, un conducteur extérieur constitué par des longueurs variables α , λ' , λ'' , λ''' d'un fil de cuivre normal et par une boussole des tangentes recouverte d'une longueur λ du même fil; elle servait à mesurer les intensités I , I' , I'' . On a, pour le premier élément,

$$I_1 = \frac{E_1}{R'_1 + \lambda}, \quad I'_1 = \frac{E_1}{R'_1 + \lambda + \lambda'}, \quad I''_1 = \frac{E_1}{R'_1 + \lambda + \lambda''}, \quad \dots$$

Ce sont autant d'équations qui, combinées entre elles deux à deux, font connaître une série de valeurs de E_1 et de R'_1 , dont on prend les moyennes.

Ayant répété les mêmes opérations pour chacun des 6 couples et déterminé les valeurs de E_1 , E_2 , E_3 , ..., et de R'_1 , R'_2 , R'_3 , ..., Pouillet assembla ces couples en série pour former une pile dont il réunit les pôles par les conducteurs extérieurs qui avaient précédemment servi à chaque élément, c'est-à-dire la même boussole et les mêmes fils différents α , λ' , λ'' , λ''' , ...; alors la résistance totale R du conducteur interpolaire était, dans les divers cas, égale à λ , $\lambda + \lambda'$, $\lambda + \lambda''$,

Toutes les quantités qui entrent dans la formule (4) ayant ainsi été mesurées individuellement, on put calculer la déviation δ de la boussole

$$\tan \delta = I = \frac{E_1 + E_2 + \dots + E_6}{R + R'_1 + R'_2 + \dots + R'_6};$$

d'autre part, on mesura cette déviation, et le Tableau suivant montre que les valeurs observées et calculées sont égales :

LONGUEUR DU CIRCUIT extérieur.	DÉVIATIONS OBSERVÉES.		DÉVIATIONS calculées. 6 éléments.
	1 élément	6 éléments.	
m	°	°	°
$\lambda + 0$	69,00	68,30	68,23
$\lambda + 5$	43,20	63,20	63,15
$\lambda + 10$	30,00	58,30	58,33
$\lambda + 40$	11,00	39,00	38,30
$\lambda + 70$	"	28,00	27,42
$\lambda + 100$	"	21,30	21,25

DISCUSSION DE LA FORMULE. — Les piles étant ordinairement composées de couples pareils, il est évident que l'on peut supposer égales les forces électromotrices et les résistances de chacun d'eux. Dès lors la formule (4) devient

$$I = \frac{nE}{R + nR'} = \frac{E}{\frac{R}{n} + R'}.$$

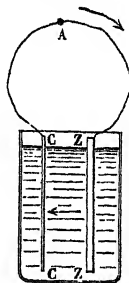
Pour une pile composée de couples donnés, dans lesquels E et R' ont des valeurs déterminées, l'intensité ne peut jamais dépasser une valeur maximum $\frac{E}{R'}$, qu'elle atteint si $R = 0$, et

qui est la même quel que soit le nombre n des éléments. Quand R augmente, l'intensité diminue toujours, mais d'autant moins que $\frac{R}{n}$ est plus petit ou que n est plus grand. C'est ce

que montrent les résultats du précédent Tableau : on y voit qu'un seul élément ou une pile de 6 couples impriment une déviation égale à la boussole, quand la résistance extérieure est négligeable ; mais, lorsque celle-ci augmente progressivement, la pile prend un avantage de plus en plus marqué. Dans la pratique, il faudra donc composer la pile différemment suivant les cas : se contenter d'un seul couple si la résistance extérieure doit être faible, et multiplier les éléments quand elle sera grande.

Nous verrons plus tard que E est indépendant de l'étendue des couples et ne varie qu'avec la nature et la disposition des liquides et des métaux. Quant à R' , c'est-à-dire à la résistance du liquide de l'élément, on peut l'évaluer approximativement en assimilant le liquide à un conducteur ordinaire, ce que nous légitimerons plus tard. Ce liquide CCZZ (fig. 26), dont la conductibilité est k , est un prisme qui a pour base la surface s des lames métalliques et pour hauteur leur distance d . Sa longueur réduite est égale à $\frac{d}{k}$, et, en la remplaçant dans la formule des intensités,

Fig. 26.



$$I = \frac{E}{\frac{R}{n} + \frac{d}{ks}}$$

Quand $R = 0$, I est égal à sa valeur maximum $\frac{Eks}{d}$; elle est proportionnelle à la surface s des couples, en raison inverse de la distance d des lames dont ils sont formés, et indépendante du nombre des éléments. Dans le cas où la résistance extérieure est faible, il faudra donc employer un seul couple à surfaces larges et rapprochées : par exemple, un couple de Daniell modifié par Thomson. Mais, lorsque R sera assez grand pour que $\frac{d}{ks}$ soit négligeable par rapport à $\frac{R}{n}$, l'intensité se réduira à $\frac{nE}{R}$; il n'y aura plus à s'occuper de l'étendue des couples, pourvu qu'elle ne descende pas au-dessous d'une certaine limite, mais on devra multiplier leur nombre autant qu'on le pourra.]

DIVERS MODES D'ASSOCIATION DES COUPLES. — On peut disposer une pile de Daniell de manière à réunir tous les cuivres entre eux, ainsi que tous les zincs; alors elle ne constitue plus qu'un seul couple ayant une force électromotrice E et une surface n fois plus grande, par conséquent une résistance in-

intérieure n fois moindre, ou $\frac{R'}{n}$; l'intensité devient

$$I' = \frac{E}{R + \frac{R'}{n}}, \quad \text{au lieu de} \quad I = \frac{E}{\frac{R}{n} + R'}$$

La différence de ces deux intensités

$$I' - I = \frac{nE(n-1)(R' - R)}{(nR + R')(nR' + R)}$$

est positive si R est plus petite que R' , elle est nulle si $R = R'$, elle est négative si R est plus grande que R' . Par conséquent, il faudra réunir les couples par leurs pôles de même nom, quand la résistance extérieure sera faible, et les disposer en série quand elle sera grande.

Supposons qu'on ait n piles de m éléments; elles auront chacune une force électromotrice mE et une résistance mR' . Si on les réunit toutes par leurs pôles de même nom avec un conducteur extérieur R , elles produiront le même effet qu'une pile unique ayant une force électromotrice mE et une résistance $\frac{m}{n}R'$; l'intensité du courant sera

$$I = \frac{mE}{R + \frac{m}{n}R'} = \frac{mnE}{nR + mR'} = \frac{mnE}{\sqrt{4mnRR' + (nR - mR')^2}}$$

Cette expression est maximum pour $nR = mR'$ ou $\frac{m}{n}R' = R$.

Or $\frac{m}{n}R'$ est la résistance des piles assemblées en une seule.

Par conséquent, pour obtenir le maximum d'intensité avec un nombre donné mn de couples, il faut les diviser en n piles telles que leur résistance totale soit égale à la résistance extérieure R .

SENSIBILITÉ DES GALVANOMÈTRES. — Cette discussion montre que l'on ne doit pas employer indifféremment la même pile à tous les usages; qu'il est souvent inutile de multiplier les élé-

ments, et que dans chaque cas il faut consulter la théorie pour régler leur nombre, leur étendue et leur mode d'accouplement. Il en est de même pour le galvanomètre. La sensibilité de cet instrument n'est point chose absolue; elle dépend des conditions du courant qui le traverse.

Soient p le périmètre moyen des tours du fil sur le cadre, m leur nombre, mp sera la longueur du fil; soient encore k et s la conductibilité et la section de ce fil; la résistance qu'il introduit dans le circuit sera $\frac{mp}{ks}$. L'intensité, qui était

$$I = \frac{nE}{R + nR'},$$

deviendra

$$I' = \frac{nE}{R + nR' + \frac{mp}{ks}}.$$

Si nous nous réduisons au cas où la déviation est très petite, elle est proportionnelle à l'action magnétique exercée sur l'aiguille, c'est-à-dire approximativement à l'intensité I' du courant multiplié par le nombre des tours m ; et, en désignant par K une fonction des dimensions du cadre, c'est-à-dire de p ,

$$\delta = K \frac{mnE}{R + nR' + \frac{mp}{ks}}.$$

S'il arrive que la résistance primitive du circuit $R + nR'$ soit très grande, par exemple si le courant traverse des liquides, $\frac{mp}{ks}$ sera négligeable et la déviation sera proportionnelle au nombre des tours m : plus m sera grand, plus le galvanomètre sera sensible. Mais, lorsque $R + nR'$ sera très petit, comme cela arrive pour les piles thermo-électriques, on aura sensiblement

$$\delta = K \frac{nEks}{n}.$$

Le nombre m des tours devient indifférent et la déviation est proportionnelle à la section s du fil. Il sera donc avantageux d'augmenter cette section et inutile de multiplier les tours, et, comme la valeur de K est d'autant plus grande que le courant est plus rapproché des aiguilles, il faudra diminuer le périmètre p du cadre.



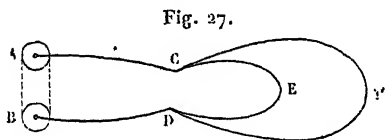
CHAPITRE III.

CIRCUITS DÉRIVÉS. — GÉNÉRALISATION DE LA LOI DE OHM.

Circuits dérivés. — Lois de Kirchhoff. — Corollaires de M. Bosscha. — Application de la loi de Ohm à un conducteur à deux ou trois dimensions. — Vérification de la loi de Ohm pour les corps à deux dimensions. — Courant dans un fil non isolé. — État variable du courant.

CIRCUITS DÉRIVÉS. — Dans ce qui précède, nous avons, en général, supposé que le courant parcourait un circuit simple. On peut étendre les lois que nous avons trouvées au cas de circuits ramifiés.

Nous traiterons d'abord, à titre d'exemple, un cas particulier par la méthode de Pouillet. Les deux pôles A et B d'une pile de résistance intérieure R, en y comprenant les fils AC et BD (*fig. 27*), sont réunis par deux conducteurs CED, CE'D



de résistances R' et R'' . Quelles sont les intensités des courants : 1° dans le tronc unique AC et BD ; 2° dans chacune des branches CED, CE'D ?

Remplaçant R' et R'' par deux fils équivalents de conductibilité et de longueur égale à l'unité, et de sections x' et x'' , nous aurons

$$R' = \frac{1}{x'}, \quad R'' = \frac{1}{x''};$$

les deux fils CED, CE'D agiront donc comme un conducteur

unique dont la section serait $x' + x''$, et qui aurait pour longueur réduite $\frac{1}{x' + x''} = \frac{R'R''}{R' + R''}$. En ajoutant à cette longueur celle qui remplace AC, BD et la pile, on n'a plus qu'un circuit dont la longueur réduite totale est $R + \frac{R'R''}{R' + R''}$. Alors l'intensité du courant devient

$$I = \frac{E(R' + R'')}{R(R' + R'') + R'R''}.$$

Quant aux intensités I' et I'' dans les conducteurs dérivés CED, CE'D, on les obtient en admettant que l'intensité totale se partage en deux autres, proportionnellement aux sections x' et x'' . Cela donne

$$\frac{I'}{I''} = \frac{x'}{x''} = \frac{R'}{R''},$$

$$I' = (I' + I'') \frac{R''}{R' + R''} = \frac{ER''}{RR' + RR'' + R'R''},$$

$$I'' = (I' + I'') \frac{R'}{R' + R''} = \frac{ER'}{RR' + RR'' + R'R''}.$$

On résoudra aussi aisément, par des raisonnements analogues, quoique par des calculs plus longs, le cas où il y aurait un nombre quelconque de dérivations, et des forces électromotrices distribuées arbitrairement sur les divers fils; mais on peut poser immédiatement les équations qui résolvent le problème, en s'appuyant sur les propriétés électrostatiques des courants et d'après les remarques générales suivantes, connues sous le nom de *lois de Kirchhoff* ⁽¹⁾.

LOIS DE KIRCHHOFF. — 1° Considérons un sommet A où se réunissent un nombre quelconque de fils et évaluons les intensités des courants positivement quand le courant est dirigé vers le point A, négativement quand il s'éloigne de A. La quantité d'électricité libre en A ne pouvant croître sans limite,

(1) KIRCHHOFF, *Pogg. Ann.*, LXXII, p. 497; 1847.

il faut nécessairement que la somme des intensités électrostatiques dans tous les fils réunis en A soit nulle. Il en est de même des intensités électromagnétiques I , proportionnelles aux intensités électrostatiques. On obtient ainsi pour chaque sommet une équation, telle que

$$(1) \quad \Sigma I = 0.$$

S'il y a n sommets, ABCDE (*fig. 29*), on obtient n équations (cinq dans le cas de la *fig. 29*), qui ne sont pas nécessairement distinctes. Considérons, par exemple, le cas de la *fig. 27*. Les deux sommets C et P fournissent la même équation

Fig. 28.

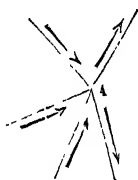
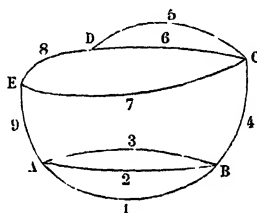


Fig. 29.



$$I = I' + I''.$$

2° Appliquons la loi de Ohm à l'un quelconque des fils qui joignent un sommet A à un autre sommet B (*fig. 27*). La chute de potentiel totale le long du fil de résistance électrostatique r , traversé par un courant d'intensité électrostatique i , est ir . Si le fil ne renferme pas de force électromotrice, relevant le potentiel en un de ses points, on a, en désignant par V_a et V_b les potentiels à ses extrémités,

$$V_a - V_b = ir;$$

mais, s'il y a en un point du fil une force électromotrice relevant brusquement le potentiel de ε , la chute du potentiel est $V_a - V_b + \varepsilon$ et l'on a la relation générale

$$(2) \quad V_a - V_b + \varepsilon = ir,$$

dans laquelle ε peut être, suivant les cas, positif, négatif ou nul.

Par l'application répétée de la formule (2), on aura autant de nouvelles équations que de fils, soit, par exemple, p (neuf dans le cas de la *fig.* 29). Mais on avait déjà n équations (1), on a donc en tout $n + p$ équations entre les potentiels aux n sommets, les forces électromotrices, les intensités et les résistances électrostatiques. Mais ces équations se réduisent par le fait à p , car il n'y a que p intensités i à déterminer. Quand elles sont connues, les équations (2), dans lesquelles les quantités ε sont données, déterminent les différences de potentiel entre deux sommets quelconques; mais la valeur absolue de l'un des potentiels, V_a par exemple, demeure indéterminée. Elle caractérise l'état d'électrisation du système de fils, et peut être fixée à volonté en mettant le point A en communication avec une source constante d'électricité arbitrairement choisie, sans que l'intensité des courants permanents, que nous considérons seuls ici, s'en trouve modifiée.

On peut mettre les équations (2) sous une forme qui élimine les différences de potentiel aux sommets. Considérons en effet un circuit fermé particulier quelconque, par exemple A₂BC₆DEA (*fig.* 29). L'application répétée des formules (2) aux fils 2, 4, 6, 8, 9 qui composent ce circuit donne

$$(3) \quad \Sigma(ir - \varepsilon) = 0.$$

Nous pouvons maintenant remplacer dans la formule (3) les quantités ir , ε évaluées dans le système électrostatique par les quantités IR , E correspondantes évaluées dans le système électromagnétique, car ces quantités sont proportionnelles. On a, en effet (1),

$$\frac{IR}{ir} = \frac{E}{\varepsilon} = \frac{1}{3 \cdot 10^{10}}.$$

Par suite,

$$(4) \quad \Sigma(IR - E) = 0.$$

(1) Voir Chapitre I^{er}, p. 12*.

On peut former autant d'équations (4) qu'il y a de circuits fermés donnés par les p fils aboutissant aux n sommets (quinze dans le cas de la *fig.* 29), dont un certain nombre ne sont point distincts.

L'exemple traité précédemment (*fig.* 27) donne les circuits ACED, ACE'D, CEDE' et les équations

$$IR + I'R' - E = 0,$$

$$IR + I''R'' - E = 0,$$

$$I'R' - I''R'' = 0,$$

dont la dernière est une conséquence des deux autres. Jointes à l'équation

$$I = I' + I'',$$

fournie par les sommets C et D, elles déterminent les valeurs de I , I' , I'' , données ci-dessus.

COROLLAIRES DE M. BOSSCHA. — Quelques remarques ingénieuses, dues à M. Bosscha (¹), apportent parfois de grandes simplifications dans les calculs. Prenons les équations fondamentales de Kirchhoff sous la forme

$$(1) \quad \Sigma I = 0,$$

$$(4) \quad \Sigma (IR - E) = 0.$$

Toute modification du circuit complexe qui ne modifiera pas les équations (1) et (4) n'altérera pas la valeur des intensités qu'il s'agit de calculer. Ainsi :

1° *Quand l'intensité I est nulle dans l'une des branches B du circuit, $IR = 0$ et l'intensité I' dans l'une quelconque des autres branches est indépendante de la résistance R de la branche B;*

2° *En chaque point P où aboutissent plusieurs branches du circuit, on peut ajouter ou supprimer dans tous les conducteurs des forces électromotrices F égales, dirigées toutes vers le point P, ou toutes en sens contraire, car : 1° les forces*

(¹) BOSSCHA, *Pogg. Ann.*, t. CIV, p. 46; 1858.

électromotrices n'interviennent pas dans les équations (1); 2° l'équation (4), appliquée à un circuit fermé quelconque comprenant le point P, contient F seulement dans deux termes, l'un tel que $IR - E - F$, et l'autre tel que $I'R' - E' + F$; la force F s'élimine donc des équations (4).

Cela posé, voici les corollaires de M. Bosscha.

COROLLAIRE I. — *Si l'intensité du courant est nulle dans un conducteur B faisant partie d'un système, on ne changera pas l'intensité du courant dans les autres branches :*

1° *Si l'on interrompt ce conducteur contenant ou non des forces électromotrices ;* car on ne fait ainsi que rendre sa résistance infinie, ce qui est permis, d'après la première remarque, et ajouter dans tous les autres conducteurs aboutissant au même point P une force électromotrice $-E$, ce qui est loisible, d'après la remarque (2).

2° *S'il ne renferme pas de forces électromotrices, on peut, après sa suppression, réunir directement (sans résistances interposées) les points A et B entre lesquels il est placé,* car le potentiel est alors le même aux points A et B, avant comme après l'opération.

COROLLAIRE II. — *Lorsque, dans un système de conducteurs linéaires, il se trouve deux conducteurs B et B', tels qu'une force électromotrice placée en B n'envoie aucun courant en B', on ne changera pas l'intensité du courant en B', soit en ouvrant le conducteur B, soit en réunissant directement, après la suppression, les deux sommets entre lesquels il se trouvait.*

Cette dernière proposition ne peut être déduite que de la résolution générale des équations (1) et (4). Nous renverrons pour la démonstration aux Mémoires originaux (1); nous aurons d'ailleurs l'occasion d'en vérifier l'exactitude sur quelques cas particuliers.

(1) Voir aussi J. RAYNAUD, *Résolution des équations fournies par les lois de Kirchhoff* (Journal de Physique, 1^{re} série, t. II, p. 161); et *Courants dérivés, corollaires de M. Bosscha* (Journal de Physique, 1^{re} série, t. II, p. 233; 1873).

APPLICATION DE LA LOI DE OHM A UN CONDUCTEUR A DEUX OU TROIS

DIMENSIONS. — L'analogie invoquée par Ohm entre le mouvement de l'électricité et celui de la chaleur se poursuit dans le cas le plus général de la propagation des courants dans un solide de forme quelconque. Nous ne considérerons d'abord que le cas où l'état stationnaire est établi et nous exprimerons que la quantité totale d'électricité qui pénètre en un temps dt à l'intérieur d'un parallélépipède élémentaire est nulle. Nous obtiendrons ainsi l'équation

$$(1) \quad \frac{d^2 V}{dx^2} + \frac{d^2 V}{dy^2} + \frac{d^2 V}{dz^2} = 0,$$

démontrée précédemment ⁽¹⁾ pour la chaleur; pour s'en convaincre, il suffit de répéter la même démonstration en changeant les mots de *température* en *potentiel* et de *quantité de chaleur* en *quantité électrostatique d'électricité*. Le coefficient de conductibilité électrostatique ⁽²⁾, que nous représenterons par h , remplace le coefficient k de conductibilité calorifique.

L'équation (1) est identique à l'équation de Laplace. Il en résulte que, si deux surfaces S_0 et S_1 , prises à l'intérieur d'un corps sont maintenues aux potentiels V_0 et V_1 , la distribution des potentiels dans l'intervalle est la même que celle qui se produirait dans un espace vide sous l'influence d'un système électrisé en équilibre produisant les potentiels V_0 en S_0 et V_1 en S_1 .

Le flux d'électricité rapporté à l'unité de surface en un point dont les coordonnées sont x, y, z a pour composantes

$$-h \frac{dV}{dx}, \quad -h \frac{dV}{dy}, \quad -h \frac{dV}{dz}.$$

⁽¹⁾ M. Kirchhoff est le premier qui se soit occupé de la distribution des courants dans un corps à deux dimensions (*Pogg. Ann.*, t. LXIV, p. 497; 1845). — Smaasen étudia plus tard la distribution des courants dans un corps à trois dimensions (*Pogg. Ann.*, t. LXIX, p. 161; 1846, et t. LXXII, p. 435; 1847; *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XL, p. 236; 1854).

⁽²⁾ Inverse de la résistance spécifique.

En un point d'une surface de niveau, il est normal à la surface et a pour valeur

$$-h \frac{dV}{dn}.$$

Si l'on désigne par dS un élément pris sur une surface de niveau, le flux total d'électricité à travers la surface, c'est-à-dire l'intensité totale i du courant en mesure électrostatique, est

$$(2) \quad i = -h \int \frac{dV}{dn} dS.$$

Cette intégrale doit être étendue à la surface tout entière. Si la surface est fermée, l'intégrale est nulle.

Désignant par r la résistance électrostatique d'un fil tel, que les potentiels à ses deux extrémités soient respectivement V_0 et V_1 , et que l'intensité du courant qui le traverse soit i , on a, d'après la loi de Ohm,

$$ir = V_0 - V_1,$$

$$(3) \quad r = \frac{V_0 - V_1}{i} = (V_0 - V_1) \frac{1}{h \int \frac{dV}{dn} dS}.$$

Par définition, nous appellerons r la résistance électrostatique de l'espace conducteur compris entre les deux surfaces de potentiel V_0 et V_1 .

Considérons un condensateur formé par les deux surfaces S_0 et S_1 maintenues aux potentiels V_0 et V_1 , et par de l'air; la densité électrique en un point quelconque de l'une des armatures sera

$$\rho = -\frac{1}{4\pi} \frac{dV}{dn},$$

et la charge de l'armature

$$(4) \quad q = -\frac{1}{4\pi} \int \frac{dV}{dn} dS.$$

Cette expression est proportionnelle à l'intensité totale du

courant i entre les deux surfaces S_0 et S_1 , appartenant à un même conducteur et maintenues aux potentiels V_0 et V_1 .

La capacité électrostatique c du condensateur que nous considérons est donnée par la relation

$$\frac{q}{c} = \frac{V_0 - V_1}{1},$$

$$(5) \quad c = \frac{q}{V_0 - V_1} = - \frac{1}{4\pi(V_0 - V_1)} \int \frac{dV}{dn} dS.$$

En comparant les équations (3) et (5), on trouve

$$(6) \quad rc = \frac{1}{4\pi h}.$$

Le produit de la résistance et de la capacité électrostatiques est donc une quantité constante pour une substance déterminée ⁽¹⁾.

Ce théorème subsiste pour le produit de la résistance et de la capacité électromagnétiques. On a, en effet (Chapitre I),

$$\frac{R}{r} = \frac{1}{v^2},$$

$$\frac{C}{c} = v^2,$$

d'où, multipliant membre à membre,

$$(6 \text{ bis}) \quad RC = rc = \frac{1}{4\pi h}.$$

Nous calculerons en particulier la résistance de l'espace compris entre deux sphères concentriques de rayons intérieur R_0 et extérieur R_1 . Nous avons trouvé ⁽²⁾ pour le flux

(1) D'après les dimensions de ces quantités (voir 1^{er} fascicule), les dimensions du produit sont celles d'un temps. Ce produit représente donc une certaine durée.

(2) Tome II, 3^e fascicule, p. 196**.

de chaleur Q l'expression

$$Q = 4\pi k \frac{A - B}{\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R_1}}.$$

En remplaçant les températures A et B par les potentiels V_0 et V_1 , le coefficient de conductibilité calorifique k par le coefficient h de conductibilité électrique, nous aurons, pour l'intensité électrostatique du courant,

$$(7) \quad i = 4\pi h \frac{V_0 - V_1}{\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R_1}}.$$

La résistance r sera

$$(8) \quad r = \frac{V_0 - V_1}{i} = \frac{1}{4\pi h} \left(\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R_1} \right) = \frac{1}{4\pi h} \frac{R_1 - R_0}{R_1 R_0}.$$

Nous avons trouvé ailleurs ⁽¹⁾, pour la capacité électrostatique d'un condensateur sphérique à lame d'air de rayons intérieur R_0 et extérieur R_1 , l'expression

$$c = \frac{R_1 R_0}{R_1 - R_0},$$

et l'on a bien

$$rc = \frac{1}{4\pi h},$$

conformément au théorème général démontré ci-dessus.

On peut remplacer dans les formules (7) et (8) $V_0 - V_1$ par la force électromotrice électromagnétique E_{01} , entre les surfaces équipotentiellles S_0 , S_1 ; i par I ; h par la quantité k correspondante dans le système électromagnétique. On reconnaît, d'après le calcul des dimensions, que

$$\frac{1}{i} = \nu, \quad \frac{E_{01}}{V_0 - V_1} = \frac{1}{\nu}, \quad \frac{k}{h} = \nu^2, \quad \frac{k E_{01}}{h(V_0 - V_1)} = \nu,$$

(1) Tome IV, 1^{er} fascicule, *Théorie des condensateurs*.

Remplaçant donc i et $h(V_0 - V_1)$ par les quantités proportionnelles I , kE_0 , dans les formules (7), on a

$$(7 \text{ bis}) \quad I = 4\pi k \frac{E_0}{\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R_1}}$$

et par suite

$$(8 \text{ bis}) \quad R = \frac{1}{4\pi k} \left(\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R_1} \right).$$

Un cas pratique d'une grande importance est le cas de l'espace compris entre deux cylindres concentriques. Nous avons trouvé ⁽¹⁾, pour la conductibilité calorifique, l'expression

$$Q = 2\pi h \frac{A - B}{\log R_1 - \log R_0}$$

par unité de longueur du cylindre. Nous aurons donc

$$(9) \quad i = 2\pi h \frac{V_0 - V_1}{\log R_1 - \log R_0},$$

$$(10) \quad r = \frac{1}{2\pi h} (\log R_1 - \log R_0)$$

et, dans le système électromagnétique,

$$(9 \text{ bis}) \quad I = 2\pi h \frac{E_0}{\log R_1 - \log R_0},$$

$$(10 \text{ bis}) \quad R = \frac{1}{2\pi h} (\log R_1 - \log R_0)$$

par unité de longueur. A l'aide de cette formule, on calculera sans difficulté la résistance de l'enveloppe dite isolante d'un câble sous-marin, quand on connaîtra la résistance spécifique de la gutta-percha. Inversement, plaçons le câble dans un puits, et portons le conducteur intérieur du câble à un potentiel connu; il suffira de mesurer l'intensité I du courant

(1) Tome II, 2^e fascicule, p. 197**.

permanent produit par la fuite de l'électricité à travers l'enveloppe isolante pour déterminer expérimentalement la résistance R de l'unité de longueur du câble et pour en déduire, par la formule (10 *bis*), la conductibilité électrique k de la gutta-percha.

VÉRIFICATION DE LA LOI DE OHM POUR LES CORPS A DEUX DIMENSIONS. — Considérons une plaque indéfinie, dans laquelle n électrodes versent des quantités d'électricité i, i', i'', \dots par seconde. On peut satisfaire à l'équation de l'état permanent

$$\frac{d^2 V}{dx^2} + \frac{d^2 V}{dy^2} = 0,$$

en posant

$$(1) \quad V = V_0 - A \Sigma i \log r,$$

où V_0 et A sont deux constantes et où r représente la distance à chacune des sources au point dont les coordonnées sont x et y . L'intensité i du courant doit être considérée comme positive ou négative, suivant que l'électrode livre passage à un courant dirigé de l'électrode à la plaque ou de la plaque à l'électrode.

L'expression (1), qui donnerait un potentiel infini à chaque source, supposée réduite à un point, s'applique, sans donner de potentiels infinis, mais à la condition que chaque source recouvre sur la plaque une surface infinie limitée par une ligne équipotentielle.

Dans le cas particulier de deux électrodes seulement, on a $i' = -i$ et

$$(2) \quad V = V_0 - A i \log \frac{r'}{r}$$

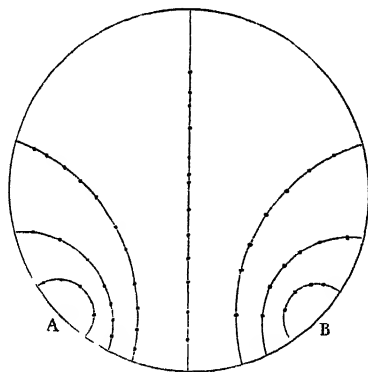
ou, dans le système électromagnétique, en désignant par E la force électromotrice électromagnétique correspondant à la différence de potentiel électrostatique $V - V_0$,

$$(2 \text{ bis}) \quad E = - \frac{A}{v^2} i \log \frac{r}{r'} = - A' i \log \frac{r}{r'}.$$

Les lignes équipotentiellles sont données par $\frac{r}{r'} = \text{const.}$ Ce sont des cercles ayant pour axe la droite AB qui joint les deux points et symétriques par rapport à la perpendiculaire élevée au milieu de AB.

Pour vérifier pratiquement cette conclusion, on est obligé de prendre une plaque de dimensions finies ; mais l'expression (1) du potentiel peut être rendue générale si l'on y ajoute une condition relative à la courbe qui limite la surface : celle-ci, ne livrant passage à aucune quantité d'électricité, doit être partout normale aux lignes équipotentiellles. Un cercle passant par les points A et B, où arrivent les électrodes, satisfait à cette condition. Cela posé, les lignes équipotentiellles d'un disque circulaire muni de deux électrodes de nom contraire situées en deux points A et B de son contour seront représentées par la figure ci-jointe (fig. 30).

Fig. 30.



Kirchhoff, auquel on doit cette théorie ⁽¹⁾, a étudié la forme de ces courbes équipotentiellles de la manière suivante : un circuit auxiliaire, comprenant un galvanomètre et une pile thermo-électrique, se terminait par deux fils *a* et *b* que l'on

(¹) *Pogg. Ann.*, LXIV, p. 497; 1845. Analysé par Verdet dans les *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XL, p. 115; 1854.

appuyait à la surface du disque conducteur. Laissant d'abord l'un d'eux a fixe, Kirchhoff déplaçait l'autre b jusqu'à ramener l'aiguille du galvanomètre au zéro, et marquait ainsi sur le disque une série de points b_1, b_2, \dots , appartenant à une même ligne équipotentielle B_1 ; puis, intervertissant le rôle des deux fils, il marquait de même une série de points a_1, a_2, \dots , appartenant à une autre ligne équipotentielle A_1 . La force électromotrice E_{12} entre les deux lignes A_1, B_1 est partout égale et opposée à celle de la pile. Soient E_1, E_2 les forces électromotrices entre les lignes A_1, B_1 , et la ligne équipotentielle prise pour origine, r et r' les distances d'un point de A aux deux électrodes, r_1 et r'_1 celles d'un point de B_1 , l'équation (2 bis) montre que l'on doit avoir

$$E_{12} = E_1 - E_2 = -A'I \log \frac{rr'_1}{r'r_1}.$$

On trouve en effet pour $\frac{rr'_1}{r'r_1}$ une valeur constante, quel que soit le couple de points choisi.

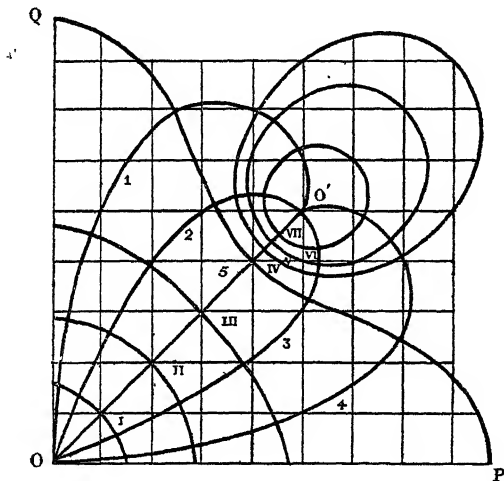
Enfin Kirchhoff a suspendu au-dessus du disque conducteur une très petite aiguille aimantée et vérifié que les déviations qu'elle présentait en face des divers points du disque avaient la valeur prévue par la théorie. Au point de vue de leur intensité, les courants sont donc distribués dans les plaques, comme l'indique la théorie précédente.

On doit à M. Quincke (1) des expériences analogues sur des plaques de forme plus compliquée. La fig. 31 se rapporte au cas d'une plaque rectangulaire : les deux électrodes occupent l'un des sommets O et un point O' de la diagonale correspondante. Le carré est supposé assez grand, par rapport à la distance OO' des deux électrodes, pour qu'on n'ait pas à tenir compte de la condition à la limite pour les côtés opposés à ceux qui aboutissent en O . La forme des lignes équipotentielles déterminées par l'expérience s'est trouvée identique à leur forme théorique.

(1) QUINCKE, *Pogg. Ann.*, XCVII, p. 382; 1856. Analysé par Verdet dans les *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XLVI, p. 263; 1856.

Signalons encore un remarquable travail de M. Chervet ⁽¹⁾, dans lequel se trouvent étudiés au double point de vue théorique et expérimental : 1° le cas de plaques rectangulaires limitées, dont les électrodes occupent deux sommets adjacents ; 2° celui d'un mur conducteur indéfini, dont deux points, situés sur une même normale au mur et sur ses deux faces, sont portés à des

Fig. 31.



potentiels égaux et contraires. M. Chervet a mesuré, à l'électromètre, la force électromotrice entre deux points quelconques du conducteur soumis à l'expérience, et apporté de nouvelles consécérations de la loi de Ohm.

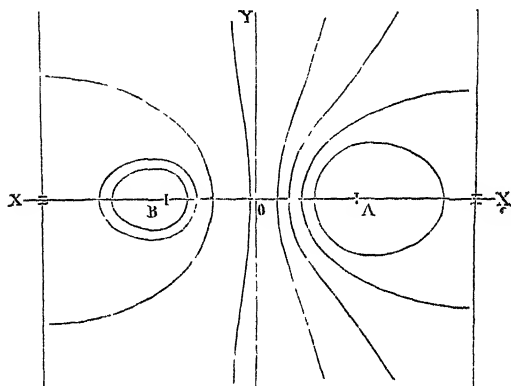
Enfin M. Adams ⁽²⁾ a fait une série d'expériences très variées, soit sur des feuilles d'étain de diverses formes, soit à l'intérieur de masses liquides. Supposons d'abord qu'il s'agit d'une feuille d'étain, à laquelle aboutissent un certain nombre d'électrodes, puis, après avoir placé l'une des électrodes mo-

(¹) CHERVET, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. I, p. 271 ; 1884, et *Journal de Physique*, 2^e série, t. III, p. 292.

(²) ADAMS, *Proceedings of the Royal Society of London*; *Bakerian Lecture*, XXIV, p. 1 ; 1875. Analysé dans le *Traité d'électricité et de magnétisme* de M. Gordon, traduit par M. Raynaud, t. II, p. 78 ; Paris, 1881.

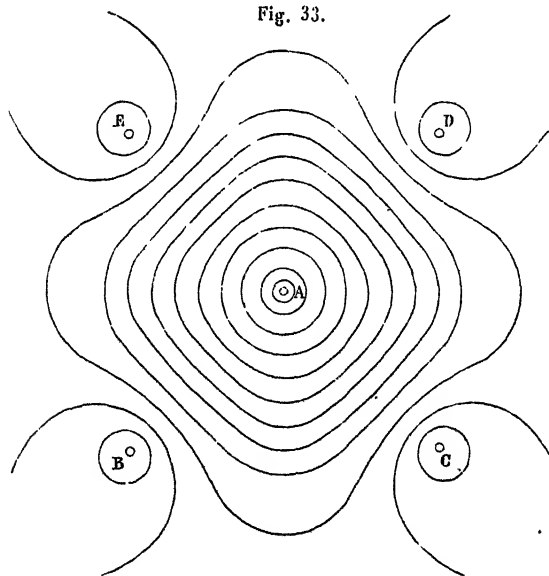
biles en un point A de la feuille, on déplace la seconde élec-

Fig. 32.



trode mobile à la surface de la feuille d'étain, de manière à

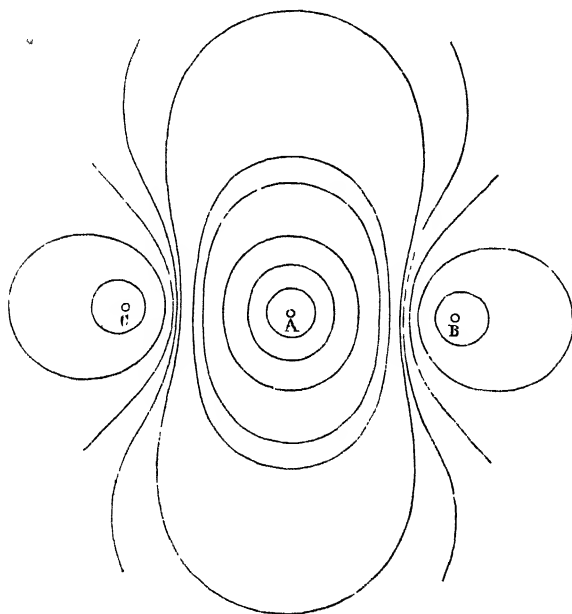
Fig. 33.



maintenir au zéro un galvanomètre à réflexion de Sir W

Thomson, et chaque fois qu'on a trouvé un point convenable, on appuie sur l'électrode, qui est terminée par une pointe fine et qui perce un trou dans la feuille d'étain et dans une feuille de papier placée au-dessous. La forme des courbes équipotentielles se trouve ainsi dessinée en pointillé sur la feuille de papier. Les *fig.* 32, 33 et 34 se rapportent à une plaque carrée :

. Fig. 34.

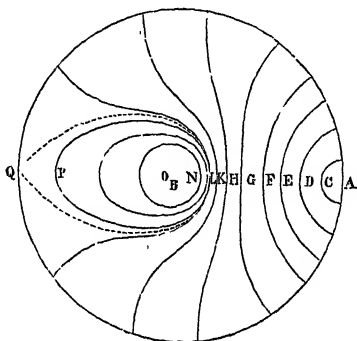


dans la première, deux pôles A et B de nom contraire sont placés sur une ligne XX parallèle aux côtés et passant par le centre ; dans la seconde, une électrode A amène le courant par le centre du carré ; quatre autres électrodes B, C, D, E équidistantes sont placées sur les diagonales et donnent issue au courant ; enfin, dans la troisième, une électrode centrale A amène le courant, et deux électrodes B et C équidistantes de A lui donnent issue sur une parallèle aux côtés du carré. La *fig.* 35 correspond à une plaque circulaire où le courant pé-

nêtre par le centre B; il sort par un point A de la circonférence.

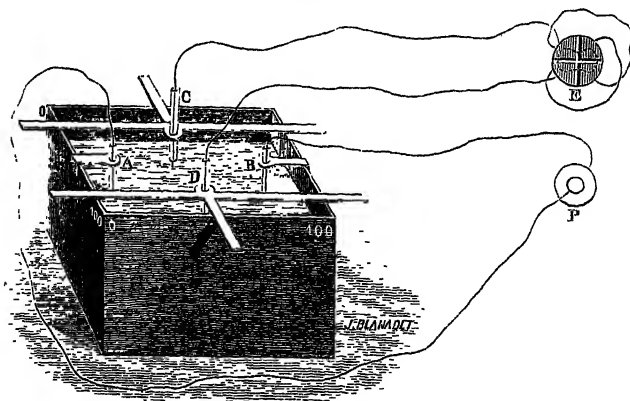
Pour étudier la distribution du courant à l'intérieur des liquides, M. Adams emploie soit des électrodes cylindriques

Fig. 35.



plongeant dans toute la hauteur d'une cuve à parois rectangulaires, et alors la distribution du courant se fait comme dans une feuille carrée d'étain; soit des électrodes réduites à un

Fig. 36.



point, et alors on a une distribution du courant dans l'espace, que l'on peut étudier en déplaçant convenablement les électrodes mobiles. La fig. 36 représente la disposition employée :

le liquide est du sulfate de zinc, les électrodes sont en zinc amalgamé : chacune d'elles est enfermée dans un tube de verre, de manière à ne présenter au liquide qu'une pointe d'étendue négligeable. M. Adams a vérifié, par exemple, que le plan perpendiculaire au milieu de la droite joignant les électrodes fixes est une surface équipotentielle.

COURANT DANS UN FIL NON ISOLÉ. — Considérons un fil non isolé, de longueur l , dont une extrémité A est portée au potentiel fixe V_1 , l'autre extrémité B au potentiel V_0 et qui est tout entier plongé dans un milieu dont le potentiel est zéro. Le pourtour du fil est le siège d'une perte continue d'électricité que nous supposons proportionnelle, en chaque point, à la valeur V du potentiel. Eu égard à l'analogie du potentiel et de la température, le problème de la distribution des potentiels dans ce fil est identique à celui de la distribution des températures dans une barre contenue dans une enceinte à 0° , et dont une extrémité serait maintenue à la température V_1 , la seconde à la température V_0 . Désignons par z la quantité d'électricité qui s'écoule par l'unité de surface du fil maintenue au potentiel V , par p son périmètre, par h et s son coefficient électrostatique de conductibilité électrique et sa section ; le problème dépend de la résolution de l'équation

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = a^2 V, \quad a^2 = \frac{zp}{hs}.$$

On sait qu'elle est satisfaite par

$$V = M e^{ax} + N e^{-ax};$$

on a d'ailleurs, pour déterminer M et N, les relations

$$V_1 = M + N,$$

$$V_0 = M e^{al} + N e^{-al},$$

d'où

$$V = \frac{V_0 (e^{ax} - e^{-ax}) + V_1 (e^{a(l-x)} - e^{-a(l-x)})}{e^{al} - e^{-al}}.$$

L'intensité électrostatique du courant à travers la section

du fil située à la distance x de l'origine est

$$i = -hs \frac{dV}{dx} = hsa \frac{V_1(e^{al(l-x)} + e^{-a(l-x)}) - V_0(e^{ax} + e^{-ax})}{e^{al} - e^{-al}},$$

qui, pour $x = 0$, devient

$$i_0 = hsa \frac{V_1(e^{al} + e^{-al}) - 2V_0}{e^{al} - e^{-al}},$$

et pour $x = l$

$$i_l = -hsa \frac{V_0(e^{al} + e^{-al}) - 2V_1}{e^{al} - e^{-al}}.$$

Pour $V_1 = V_0$, c'est-à-dire quand les deux extrémités du fil sont en communication avec le même pôle d'une pile, on a $i_0 = -i_l$, et l'intensité du courant est nulle au milieu du fil, ce qui est d'ailleurs évident par raison de symétrie. Pour $V_0 = -V_1$, c'est-à-dire quand les deux extrémités du fil sont en communication avec les deux pôles d'une pile isolée, on a $i_0 = i_l$, et l'intensité du courant est minimum au milieu du fil ou le potentiel est zéro. Des quantités égales d'électricité s'écoulent du fil dans le milieu extérieur par la région des potentiels positifs, et rentrent du milieu extérieur dans le fil par la région des potentiels négatifs.

L'état permanent dans un fil aérien, dans un câble télégraphique souterrain ou sous-marin, doit être plus ou moins exactement représenté par les formules qui précèdent.

ÉTAT VARIABLE DU COURANT. — Jusqu'ici nous ne nous sommes préoccupé que des phénomènes offerts quand l'état stationnaire est établi ; mais, lorsqu'on met un conducteur isolé en communication avec les deux pôles d'une pile, ce conducteur, qui était partout, je suppose, au potentiel zéro, va se charger jusqu'à ce que ses divers points soient arrivés au potentiel caractéristique de l'état stationnaire. La quantité d'électricité qui pénètre dans un parallélépipède élémentaire, de dimensions dx , dy , dz , n'est plus égale à celle qui en sort, et l'équation

$$\frac{d^2 V}{dx^2} + \frac{d^2 V}{dy^2} + \frac{d^2 V}{dz^2} = 0$$

n'est plus satisfaite.

Bornons-nous à considérer le cas pratique d'un fil rectiligne dont nous désignerons par h la conductibilité électrostatique spécifique, par s la section, par γ la capacité électrostatique par unité de longueur. La quantité d'électricité qui pénètre dans une section normale du fil pendant le temps dt est $-hs \frac{dV}{dx} dt$; la quantité qui s'écoule par une autre section normale située à une distance dx en avant de la première est $-hs \left(\frac{dV}{dx} + d \frac{dV}{dx} \right) dt$. Il reste donc dans le cylindre compris entre les deux sections une quantité d'électricité

$$hs \frac{d^2 V}{dx^2} dx dt,$$

qui en élève le potentiel d'une quantité $\frac{dV}{dt} dt$. Mais la capacité électrostatique de ce cylindre est γdx . On a donc, pour seconde expression de la quantité d'électricité demeurée dans le cylindre,

$$\gamma \frac{dV}{dt} dt dx,$$

et pour l'équation de la propagation de l'électricité

$$hs \frac{d^2 V}{dx^2} = \gamma \frac{dV}{dt},$$

ou, en posant $\frac{hs}{\gamma} = \alpha^2$,

$$(1) \quad \frac{dV}{dt} = \alpha^2 \frac{d^2 V}{dx^2}.$$

Pour préciser les conditions du problème, nous supposons que le fil possède une longueur l , que tous ses points sont primitivement au potentiel zéro, que l'on porte subitement une de ses extrémités au potentiel V_1 et que l'on maintient l'autre extrémité au potentiel zéro. La solution générale de l'équation (1) dans ces conditions est

$$(2) \quad V = V_1 \frac{l-x}{l} - 2\pi V_1 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n\pi} e^{-\frac{n^2 \pi^2 \alpha^2 x^2}{l^2}} \sin \frac{n\pi}{l} x,$$

qui, pour $t = \infty$, se réduit à

$$V = V_1 \frac{l-x}{l}.$$

Cette dernière équation exprime la distribution des potentiels à l'état permanent.

Considérons divers fils placés successivement dans les conditions ci-dessus spécifiées, et prenons sur ces fils des points tels que $\frac{x}{l}$ ait la même valeur pour tous les fils. Les expressions de V en ces points seront identiques au bout de temps t différents pour chaque fil, mais tels que

$$\frac{\alpha^2 t}{l} = \text{const.}$$

ou

$$(3) \quad \frac{hst}{\gamma l^2} = \text{const.}$$

En particulier, pour des fils de même matière et de même section, ces temps t sont proportionnels à l^2 .

L'intensité électrostatique du courant en un point quelconque du fil est

$$i = -hs \frac{dV}{dx} = V_1 \frac{hs}{l} \left(1 + 2\pi \sum e^{-\frac{n^2 \pi^2 \alpha^2}{l^2} t} \cos \frac{n\pi}{l} x \right);$$

remarquons actuellement que $\frac{l}{hs}$ est la résistance électrostatique r du fil, V_1 la différence de potentiel constante entre les deux extrémités; l'intensité i_1 , quand l'état permanent est établi, est la même en tous les points du fil et a pour valeur

$$(4) \quad i_1 = \frac{V_1}{r} = V_1 \frac{hs}{l}.$$

Donc enfin

$$(5) \quad i = i_1 \left(1 + 2\pi \sum e^{-\frac{n^2 \pi^2 \alpha^2}{l^2} t} \cos \frac{n\pi}{l} x \right).$$

En des points tels que $\frac{x}{l}$ ait la même valeur pour tous les fils, l'intensité i acquise est une fraction déterminée de l'intensité permanente, au bout de temps tels que

$$(6) \quad \frac{hst}{\gamma l^2} = \text{const.}$$

Cette équation est identique à l'équation (3); on voit donc que, quand le potentiel a atteint, aux points correspondants des différents fils, une même fraction déterminée de sa valeur finale, le courant a pris en ces points une même fraction de son intensité finale.

On possède quelques expériences intéressantes, réalisées par Gaugain, sans aucune préoccupation théorique, qui nous fournissent des vérifications remarquables. Gaugain ⁽¹⁾ prit des conducteurs imparfaits, des fils de coton ou des colonnes d'huile grasse dans des tubes de gomme laque. Il les mettait en communication avec une source d'électricité à haut potentiel par une de leurs extrémités, avec le sol par l'extrémité opposée. La propagation était si lente qu'on pouvait aisément la suivre de proche en proche. Quand l'état permanent était établi, on isolait la masse, qui était alors chargée d'une quantité d'électricité déterminée q . Gaugain trouva que q est variable avec la surface extérieure, et aussi avec la section du conducteur, et qu'elle est la moitié de la charge limite que prendrait le conducteur s'il était isolé. Cela prouve déjà que, quand l'état permanent est établi, les potentiels décroissent régulièrement d'une extrémité à l'autre, conformément à la loi de Ohm.

Gaugain mesurait ensuite la durée T de la période variable, c'est-à-dire, pratiquement, le temps que met le courant à acquérir une intensité qui est une fraction déterminée, très voisine de l'unité, de son intensité finale. Il trouva que cette durée T ,

(¹) GAUGAIN, *Sur la propagation de l'électricité à la surface des corps isolants* (*Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XLVII, p. 735; t. L, p. 395; t. LI, p. 932; et *Annales de Chimie et de Phys.*, 3^e série, t. LX, 326, et t. LXIII, p. 313; 1861).

qui théoriquement doit être comprise dans la formule (6) pour une valeur convenable de la constante, est proportionnelle à q , au carré l^2 de la longueur du fil et en raison inverse de la section s ,

$$T = m \frac{ql^2}{cs}.$$

Or la charge q est proportionnelle à γ : donc

$$T = K \frac{\gamma l^2}{hs};$$

c'est la formule (6) résolue par rapport à t (1).

La durée de l'état variable est proportionnelle à la capacité γ . Celle-ci peut devenir très grande pour des fils plongés dans l'eau ou enfouis dans le sol, ou entourés d'enveloppes métalliques comme les câbles sous-marins. Siemens (2) avait déjà constaté qu'alors ils se chargent comme des condensateurs, parce que l'électricité libre sur le fil appelle et condense de l'électricité contraire sur l'armature extérieure. Ce point fut étudié par Faraday et Wheatstone. Faraday (3) opéra sur 200 paquets réunis de fils recouverts de gutta-percha, ayant

(1) Avant d'avoir des idées nettes sur le mode de propagation de l'électricité, les physiciens, guidés par une fausse analogie, avaient cherché à déterminer sa *vitesse*. A cet effet, ils interposaient, le long d'un câble dont une extrémité communiquait avec le sol, des appareils galvanoscopiques plus ou moins délicats et déterminaient la durée au bout de laquelle l'effet du courant devenait appréciable. La quantité ainsi mesurée est extrêmement mal définie et variable avec toutes les circonstances des mesures : aussi les résultats trouvés ne présentèrent-ils aucune concordance. Nous nous dispenserons d'y insister. Pour l'historique de la question de la *Vitesse de l'électricité*, on consultera avec profit les *Leçons sur la vitesse de propagation de l'électricité*; conférences faites à l'École Normale, t. IV des *Oeuvres complètes de Verdet*, p. 459. On lira aussi avec intérêt le Mémoire de MM. Guillemin et Burnouf, *Recherches sur la transmission de l'électricité dans les fils télégraphiques* (*Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, L, 181); GUILLEMIN, *ibid.*, p. 473 et 913; t. LII, p. 554; *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. LX, p. 385; 1860.

(2) SIEMENS, *Pogg. Ann.*, CII, p. 66.

(3) FARADAY, *Philosophical Magazine*, 4^e série, t. VII, p. 396, et *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XLI, p. 123.

chacun 800^m de longueur; ils étaient suspendus dans l'eau d'un canal. Wheatstone (1) fit ses expériences sur un câble sous-marin enveloppé de fil de fer et qui contenait six fils de cuivre qu'on pouvait réunir en un seul, dont la longueur totale était de 1062^{km}; voici les résultats communs de ces expériences :

1° Le fil étant isolé par un bout et mis en communication par l'autre avec le pôle positif d'une pile dont le négatif touchait au sol, on vit un courant s'élancer dans le fil pendant une ou deux secondes, puis cesser; cela prouve que le fil prend lentement de l'électricité et arrive à un état de charge permanente.

2° On enlève la pile et l'on touche à la main le bout du fil avec lequel elle a été mise en communication. On éprouve une commotion qui se reproduit plusieurs fois si les contacts sont courts et successifs. Cela prouve que le fil se décharge.

3° On place aux deux extrémités et au milieu du fil trois galvanomètres. Quand on charge l'un des bouts avec une pile, le courant acquiert successivement dans le premier, le deuxième et le troisième galvanomètre l'intensité suffisante pour produire une déviation appréciable après des intervalles de temps qui dépassent quelquefois deux secondes.


4° M. Clark (2) étudia deux fils très longs et égaux, l'un aérien, l'autre immergé dans l'eau. Il lançait le courant dans tous les deux à la fois par l'une des extrémités, et le recevait à l'autre par deux pointes de fer appuyées sur un cylindre tournant, couvert de papier humide imprégné de cyanoferrure de potassium. Le fer produisait une tache de bleu de Prusse sur le papier. Or on reconnut : 1° que la tache bleue est toujours en retard pour le fil enfoui, ce qui prouve que la propagation est moins rapide; 2° que le trait est faible en commençant, qu'il augmente ensuite et qu'il s'affaiblit peu à peu pour le fil enfoui, tandis qu'il est nettement terminé et d'épaisseur

(1) WHEATSTONE, *Philosophical Transactions*, p. 583, 1834; *Philosophical Magazine*, 4^e série, t. X, p. 56, et *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XLVI, p. 126; 1856.

(2) FARADAY et L. CLARK, *Philosophical Magazine*, 4^e série, t. IX, p. 161.

constante avec le fil aérien. Cela montre que, dans le premier cas, le courant de sortie est d'abord faible, qu'il grandit ensuite, et qu'il cesse lentement. Il y a donc une période d'établissement, un état stationnaire et une période de décharge.

Tous ces résultats sont en accord général avec la théorie de Ohm, mais il est à regretter que leurs auteurs n'aient pas été plus souvent guidés par des notions théoriques exactes sur les phénomènes qu'ils soumettaient à l'expérience. Au reste, le problème général de l'état variable des courants dans des fils non rectilignes ne peut être traité d'une manière complète indépendamment des phénomènes d'induction. Nous reviendrons sur ce sujet dans une autre partie de ce Volume.



CHAPITRE IV.

MESURE DES RÉSISTANCES ET DES FORCES ÉLECTROMOTRICES.

Unités pratiques de résistance, de force électromotrice et d'intensité électromagnétiques. — Étalons de résistance. — Boîtes de résistance. — Rhéostats.

Mesure des résistances. — Méthodes de Pouillet, de Wheatstone et de M. Ed. Becquerel. — Pont de Wheatstone. — Mesure de la résistance d'un galvanomètre, d'une pile. — Emploi du shunt. — Mesure de résistances très faibles. — Emploi des électromètres pour la mesure des résistances. — Résultats généraux. — Tableaux des résistances spécifiques. — Relation hypothétique entre les conductibilités électriques et calorifiques.

Étalons de force électromotrice. — Mesure des forces électromotrices. — Méthodes de Fechner et de Wheatstone. — Méthode d'opposition. — Méthode de compensation. — Emploi des électromètres.

UNITÉS PRATIQUES DE RÉSISTANCE, DE FORCE ÉLECTROMOTRICE ET D'INTENSITÉ. — Les unités électrostatiques de résistance de force électromotrice et d'intensité sont peu usitées. On emploie habituellement, dans la pratique, les unités électromagnétiques ; et comme celles-ci ont des grandeurs absolues ou beaucoup trop petites, ou trop grandes pour l'usage vulgaire, on exprime de préférence les mesures à l'aide d'un multiple ou d'un sous-multiple spécial de chacune de ces unités, que l'on choisit de telle sorte que la loi de Ohm leur soit directement applicable, sans introduction de coefficient numérique.

Un accord international s'est établi à cet égard entre les électriciens de tous les pays, au Congrès de Paris, en septembre 1881. Les unités pratiques ont été définies ainsi qu'il suit :

1° L'unité pratique de résistance est l'*ohm*, égal à 10⁹ unités électromagnétiques C.G.S. de résistance ;

2° L'unité pratique de force électromotrice est le *volt*, égal à 10^8 unités électromagnétiques C.G.S. de force électromotrice ;

3° L'unité pratique d'intensité est l'*ampère*, égal à 10^{-1} unités électromagnétiques C.G.S. d'intensité.

On peut appliquer la loi de Ohm à ces unités, car on a identiquement

$$10^{-1} = \frac{10^8}{10^9}.$$

Désignons donc par I l'intensité du courant évaluée en ampères, par E et par R la force électromotrice en volts et la résistance en ohms ; exprimons toutes les grandeurs en unités C.G.S. et appliquons-leur la loi de Ohm ; nous aurons ainsi

$$I \cdot 10^{-1} = \frac{E \cdot 10^8}{R \cdot 10^9},$$

ou simplement

$$I = \frac{E}{R},$$

comme si chaque grandeur avait été exprimée en unités absolues.

On a aussi adopté des unités pratiques de quantité et de capacité électromagnétiques telles que les relations fondamentales

$$Q = It,$$

$$C = \frac{Q}{E}$$

leur soient directement applicables. Ce sont :

4° Le *coulomb*, unité pratique de quantité, égal à 10^{-1} unités électromagnétiques C.G.S. de quantité. Un courant de 1 ampère débite un coulomb par seconde.

5° Le *farad*, unité pratique de capacité, égal à 10^{-9} unités électromagnétiques C.G.S. de capacité. Le farad est la capacité d'un condensateur tel qu'une charge de un coulomb produit une force électromotrice de un volt entre ses deux armatures.

A ces unités, on joint quelquefois une unité pratique de puissance, telle que le travail W exécuté par seconde par un courant de I ampère traversant une résistance de R ohms soit exprimé par

$$W = RI^2,$$

conformément à la loi de Joule. C'est :

6° Le *watt*, égal à 10^7 unités C. G. S. de puissance. Le watt n'a pas, jusqu'ici, d'existence officielle.

Maintenant que nous avons défini les unités, nous pouvons chercher à réaliser des mesures.

ÉTALONS DE RÉSISTANCE. — Il ne suffit pas d'avoir fixé d'une manière abstraite l'unité de résistance; il faut savoir construire un étalon qui possède une résistance électrique égale à cette unité. *A priori*, nous sommes libres de choisir arbitrairement la matière dont notre étalon sera formé; si la conductibilité spécifique qui la caractérise est exprimée en ohms par k et que nous donnions à l'étalon la forme d'un fil cylindrique dont nous fixerons arbitrairement la section s , la longueur l qu'il conviendra de lui donner sera telle que $\frac{l}{ks} = 1$. On pourra reproduire à volonté l'étalon de résistance autant de fois qu'on le désirera, en un lieu et dans un temps quelconque, pourvu que k conserve une valeur parfaitement invariable pour la matière que l'on a choisie.

Il suit de là qu'on doit écarter de la confection des étalons toute substance qui serait mal définie ou dont l'état moléculaire serait sujet à des variations accidentelles. Pouillet (1) a adopté le mercure à zéro, parce qu'on peut toujours, en le purifiant, le ramener au même état : ce choix est irréprochable et ne soulève d'autre difficulté que celle de se procurer des tubes bien réguliers pour y enfermer la colonne de mercure qui servira d'étalon. Si le tube qu'on emploie n'est pas exactement calibré, il suffit de l'étudier à l'aide d'une colonne de mercure de quelques millimètres et d'un poids p que l'on y introduit;

(1) *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XVII, 1847.

on la fera glisser d'un bout à l'autre; elle prendra des longueurs

l, l', l'', \dots et aura des sections moyennes $\frac{P}{lD}, \frac{P}{l'D}, \frac{P}{l''D}, \dots$

que l'on calculera; puis, si l'on remplit le tube entier d'une colonne continue de mercure, elle se composera d'une suite de longueurs égales à $l, l', l'',$ dont les sections seront continues et dont les résistances seront

$$\frac{l^2 D}{P}, \quad \frac{l'^2 D}{P}, \quad \frac{l''^2 D}{P}, \quad \dots;$$

elle équivaudra à une colonne unique L d'un millimètre carré de section, et dont la longueur L serait

$$L = \frac{D}{P} (l^2 + l'^2 + l''^2 + \dots).$$

Toute difficulté de ce chef est donc écartée ⁽¹⁾.

Les physiciens sont aujourd'hui unanimes à adopter le choix de Pouillet, et le Congrès des Électriciens a décidé ⁽²⁾ que l'unité pratique de résistance, l'ohm, serait désormais définie par la longueur d'une colonne de mercure pur à zéro, ayant pour section un millimètre carré et possédant une résistance égale à cette unité. Plus tard, la Conférence internationale pour la détermination des unités électriques ⁽³⁾, abandonnant le terrain des définitions abstraites, pour passer sur celui de la pratique, a fixé la longueur de cette colonne mercurielle à 106^{cm} exactement.

L'étalon construit d'après ces prescriptions est désormais

(1) On obtiendra plus d'exactitude dans l'évaluation de la résistance de la colonne, en la considérant comme formée d'une série de troncs de cône, et non d'une série de cylindres. Ce mode de calcul très simple a été indiqué par M. Crova, *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. III, p. 34; 1874. L'exactitude des calibrages a été poussée aux dernières limites dans les recherches de M. Benoit, en vue de construire des étalons mercuriels de l'ohm. Nous renverrons le lecteur au Mémoire original (*Journal de Physique*, 2^e série, t. IV, p. 5.)

(2) Résolution prise à l'unanimité dans la séance du 21 septembre 1881 (*Journal de Physique*, 1^{re} série, t. X, p. 421).

(3) Résolution prise dans la séance du 3 mai 1884 (*Journal de Physique*, 2^e série, t. III, p. 229).

l'*ohm* *légal*, qu'il faut distinguer de l'*ohm* théorique, exactement égal à 10^9 unités C.G.S. de résistance électromagnétique. Il en diffère comme le *mètre légal* se distingue du mètre défini par la quarante-millionième partie de la longueur du méridien terrestre, dont il n'est que la réalisation plus ou moins imparfaite.

Les étalons prototypes de l'*ohm* légal, construits au Bureau international des Poids et Mesures par MM. Benoît et de Neville (¹), sont formés essentiellement d'un tube de verre rectiligne, calibré avec une extrême précision et réduit, par une usure progressive des extrémités, à la longueur exacte qu'il doit posséder d'après son calibrage, pour équivaloir, au point de vue de la résistance, à un tube de 1^{mm}₉ de section et de 106^{cm} de long. Les deux extrémités du tube de verre sont introduites dans de grands flacons pleins de mercure, où elles pénètrent par des tubulures latérales (²); enfin, le remplissage du tube a lieu dans le vide, de manière à éliminer toute trace d'air adhérente aux parois. Toutes les opérations de calibrage ont été faites à la température ambiante; mais, comme on connaît exactement la dilatation du mercure et qu'on a étudié celle du verre dont sont formés les étalons, on a pu ramener les résultats à 0°; les étalons répondent donc exactement à leur définition à cette température. Ils s'en écartent aux températures ordinaires d'après un facteur de correction, qu'on détermine par des expériences de mesures électriques.

On se rendra compte du degré de précision atteint dans la construction de ces étalons par les résultats qu'ils ont fournis quand on les a comparés entre eux électriquement.

(¹) *Journal de Physique*, 2^e série, t. IV, p. 5; 1875.

(²) La résistance de ces étalons est très légèrement supérieure à celle que l'on calculerait d'après la capacité du tube. Il faut, en effet, tenir compte de la résistance apportée par le mercure qui établit la communication entre l'extrémité capillaire du tube et le cylindre de mercure, de résistance négligeable, contenu dans les flacons. A cet effet, on ajoute, pour chaque extrémité, à la longueur vraie du tube, une longueur fictive égale aux 0,82 de son diamètre (valeur théorique calculée par lord Rayleigh; en accord avec les expériences de MM. Mascart, Benoît et de Neville, *Journal de Physique*, 2^e série, t. III, p. 230).

Étalons	Observateurs.		Moyennes.
	Benoît.	De Nerville	
I.....	1,000016	1,000020	1,000018
II.....	0,999996	0,999996	0,999996
III.....	0,999962	0,999957	0,999959
IV.....	1,000002	1,000001	1,000003
Moyenne.....			0,999994

On a admis pour valeur moyenne de ces étalons le nombre 0,999994 fourni par les calibrages. Les différences qu'ils présentent entre eux sont très inférieures au 0,0001 de leur valeur.

En dehors de ces étalons prototypes, on construit des étalons mercuriels secondaires, formés de tubes capillaires d'environ 1^{mm} de section et 106^{cm} de long, repliés sur eux-mêmes, puis contournés en spirale comme des bobines et terminés à chaque extrémité par un réservoir sphérique ou cylindrique dans lequel plonge une lame de platine. On les remplit de mercure dans le vide, comme les étalons prototypes ; puis on détermine la valeur exacte de leur résistance à 0° par comparaison avec ces derniers. Leur forme ramassée et leur solidité les rendent aisément maniables ; on les plonge sans difficulté dans un bain-marie, ou même dans la glace, dont ils prennent très rapidement la température. Leur résistance R à t° est liée à leur résistance à 0° par la formule

$$R = R_0 (1 + 0,0008649 t + 0,00000112 t^2),$$

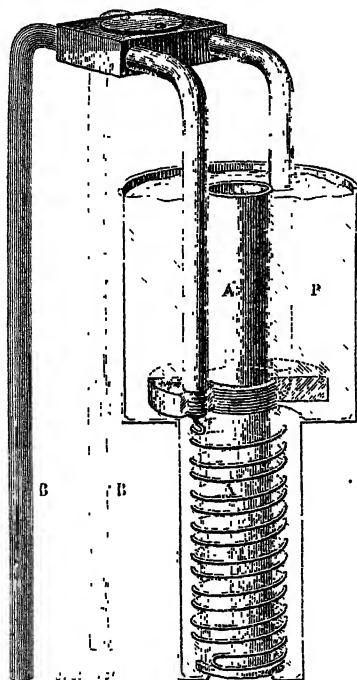
établie par MM. Mascart, de Nerville et Benoît ⁽¹⁾.

On emploie aussi des étalons secondaires, soit en maillechort, soit formés d'un alliage d'argent avec 33,4 pour 100 de platine, dont la résistance varie beaucoup moins par l'effet de la température que celle d'un métal pur. Le fil, isolé par plusieurs couches de soie (*fig. 37*), est replié en deux, puis enroulé sur une bobine A ; ses extrémités sont soudées à des

⁽¹⁾ MASCART, DE NERVILLE et BENOÎT, *Résumé d'expériences sur la détermination de l'ohm et de sa valeur en colonne mercurielle*. Paris, 1884. Voir aussi *Journal de Physique*, 2^e série, t. III, p. 230.

tiges B de gros diamètre qui se recourbent à l'extérieur et qu'on plonge dans des godets pleins de mercure quand on veut se servir de la bobine étalon. Le fil est noyé dans de la

Fig. 37.



paraffine P et protégé par une double enveloppe extérieure C et intérieure A' (1).

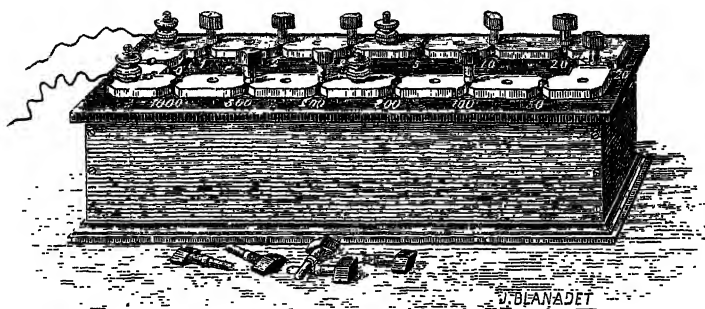
(1) Dès 1871, l'Association Britannique avait ainsi construit un certain nombre d'étalons provisoires de l'ohm représentant en moyenne une colonne de mercure de 1^{mm} de section et de 104^{cm},93 de long. Leur valeur en ohms légaux est égale à 0,9861.

Ces unités anciennes sont désignées par les lettres B.A.U. Elles ont servi à construire un grand nombre de boîtes de résistance que l'on rencontre encore, soit dans le commerce, soit dans les laboratoires. On y trouve aussi des boîtes en unités Siemens (U.S) faites pour représenter la résistance à 0° d'une colonne de mercure de 1^{mm} de section et de 1^m de long. Une unité Siemens vaut $\frac{100}{108}$ ou 0,9415 d'ohm légal.

La bobine ainsi disposée ne correspond rigoureusement à sa valeur nominale qu'à une température déterminée, qui doit être inscrite par le constructeur sur l'enveloppe extérieure C. En plongeant l'appareil (sauf les tiges) dans un bain d'eau à cette température, on aura entre les mains un étalon exact, qui permettra d'exécuter des mesures toujours comparables.

BOITES DE RÉSISTANCE. — Pour les mesures courantes, on réunit dans une boîte unique un certain nombre de bobines de résistance, représentant l'ohm légal et ses multiples, et pouvant donner, par leurs combinaisons, toutes les résistances d'un

Fig. 38.



nombre entier d'ohms jusqu'à une certaine limite. On dispose habituellement de la valeur des bobines comme de celle des poids composant une boîte à poids. Ainsi la boîte représentée (*fig. 38*) comprend treize bobines valant respectivement, en ohms,

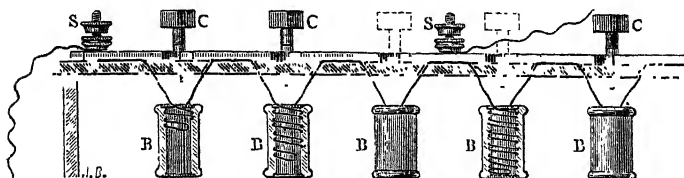
1	10	100	1000
2	20	200	
2	20	200	
5	50	500	

et permet de former toutes les résistances d'un nombre entier d'ohms au plus égal à 2110.

Les extrémités de deux bobines consécutives B, B (*fig. 39*) communiquent avec des plaques de cuivre fixées sur une lame

d'ébonite et séparées les unes des autres par un intervalle de 2^{mm} par exemple; elles sont un peu évidées par le milieu, de manière à pouvoir être mises en communication par une clef de métal cylindrique C, à manche d'ébonite. Quand on pose une clef, on établit par les plaques de cuivre une dériva-

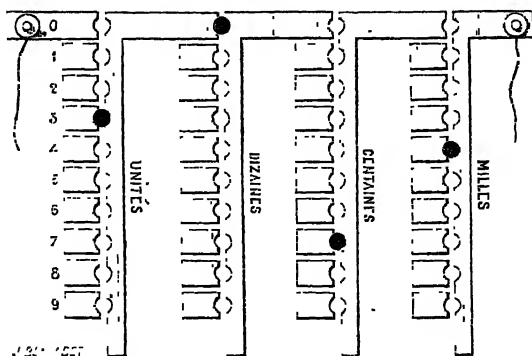
Fig. 39.



tion de résistance négligeable, ce qui revient pratiquement à supprimer du circuit la bobine correspondante. Les plaques de cuivre présentent en leur milieu des trous, dans lesquels on peut également poser des clefs S pour attacher au besoin les fils de circuit dérivés.

Ces boîtes offrent un inconvénient: c'est qu'en serrant une cheville, on s'expose à desserrer un peu la cheville voisine, ce

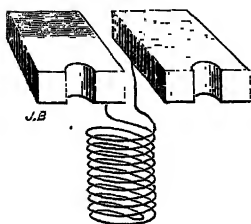
Fig. 40.



qui nuit à l'exactitude des mesures. Pour y remédier, on a construit des boîtes décimales (*fig. 40 et 41*), comprenant 9 bobines égales à 1 ohm légal, 9 bobines de 10 ohms, 9 de

100 ohms, etc. Les fils d'une même dizaine sont groupés de telle sorte qu'une seule cheville placée successivement devant les nombres 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9 introduise dans le circuit le nombre de bobines correspondant. A cet effet, les 9 bobines

Fig. 41.



sont placées en série à la suite l'une de l'autre; l'extrémité antérieure de la série communique avec une première borne, l'autre extrémité de la série est isolée; mais les extrémités de chaque bobine sont en communication (fig. 41) avec de petites plaques de cuivre qui, par l'intermédiaire de la cheville unique, peuvent être mises en relation avec une longue plaque de

cuivre en relation avec la deuxième borne. On peut ainsi à volonté mettre 1, 2, 3, ... bobines dans le circuit. Ainsi, dans la fig. 40, le circuit comprend une résistance de 4703 ohms.

RHÉOSTAT. — L'idée d'employer des boîtes de résistance étalonnées est très récente et a été introduite par la pratique de la télégraphie. Il est quelquefois plus convenable d'avoir recours à des appareils dont la résistance est susceptible de varier d'une manière continue, de sorte que l'on puisse réaliser une résistance quelconque d'un nombre d'ohms entier ou fractionnaire : tel est l'objet des appareils connus depuis longtemps sous le nom de *rhéostats*.

Le plus simple et le plus précis avait été imaginé par Pouillet. Il se réduit à un fil de platine fixé par une de ses extrémités C' (fig. 44) à l'un des conducteurs du circuit E'D' monté sur la poulie I et tendu horizontalement par le moyen de poids. Un bouchon D', dans lequel est creusée une cavité pleine de mercure en communication avec l'autre conducteur C'A', peut glisser sur le fil de manière à faire varier à volonté la longueur C'D' du fil et par suite la résistance auxiliaire intercalée dans le circuit.

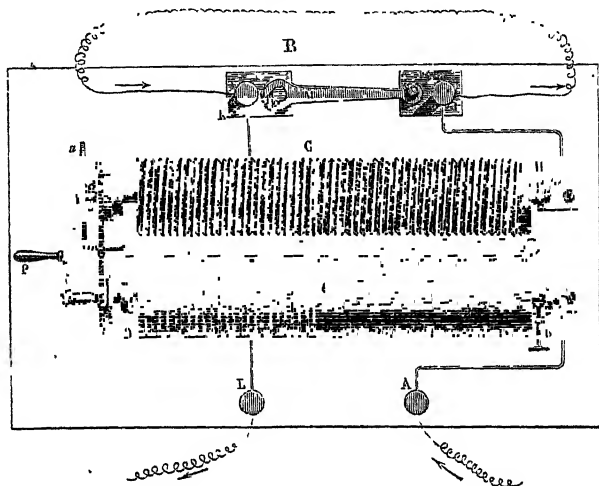
Wheatstone (1) imagina un rhéostat plus compliqué, dont

(1) WHEATSTONE, *Phil. Trans.*, 1843.

il a fait un bon usage, malgré les défauts inhérents à ce genre d'appareil.

Sur une table de bois sont placés horizontalement et parallèlement un cylindre de cuivre C et une vis de bois ou de verre G, dont le pas est de 1^{mm} (*fig. 43*). Tous deux ont un

Fig. 43.



diamètre égal, et peuvent tourner autour de leur axe dans le même sens et de la même quantité. Le mouvement est donné par une manivelle P et se transmet à la vis D et au cylindre C par deux roues d'engrenage égales *m* et *n*, reliées par un pignon O. Un fil métallique bien homogène et très fin est enroulé de D en C sur le métal, de G en H dans les sillons de la vis, et le nombre des tours augmente ou diminue sur celle-ci suivant qu'on fait marcher la manivelle dans un sens ou dans l'autre. Comme, à chaque circonférence que l'on fait, le fil de jonction avance de 1^{mm} , le nombre de tours total se mesure par une règle divisée EF, et les fractions de tour sont appréciées par le mouvement d'une aiguille qui parcourt un cercle fixe *aa*.

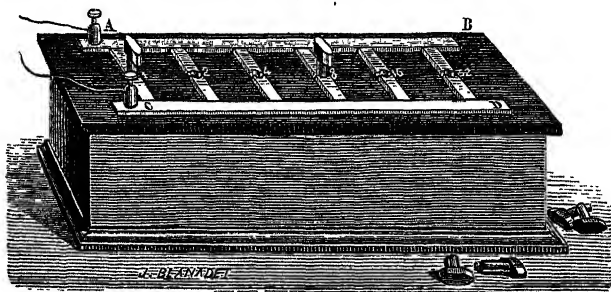
Supposons maintenant que le courant vienne de A en B, il traversera le cylindre de B en C sans éprouver de résistance sensible; puis il passera de C en G et parcourra toutes les

spires du fil qui sont logées dans la rainure de la vis isolante ; après quoi il reviendra par HI jusqu'à la poupée I et jusqu'au pôle négatif. On pourra donc augmenter ou diminuer la longueur du circuit en augmentant ou diminuant le nombre des spires de la vis. Si le nombre est n et si le rayon de la vis est r , $2\pi rn$ sera la longueur du fil et $\frac{2\pi rn}{ks}$ sa résistance.

L'inconvénient grave de cet appareil, à peu près abandonné aujourd'hui, réside dans la difficulté d'assurer un bon isolement des spires du fil enroulé sur la vis. La précision qu'il paraît assurer pour la réalisation d'une résistance exactement égale à une résistance donnée est donc en partie illusoire, car l'isolement n'est pas le même en différents endroits et des dérivations variables altèrent, suivant une loi inconnue, la résistance réelle de la portion du fil enroulé.

BOITE DE RÉSISTANCES EN DÉRIVATION. — Au reste, les rhéostats ne sont pas les seuls appareils qui permettent de réaliser des résistances variant, à volonté, de quantités très faibles. Si, pour une mesure déterminée, on a besoin d'une résistance d'un nombre d'ohms fractionnaire, on peut avoir recours à une disposition spéciale de bobines, représentées par la *fig. 43*.

Fig. 43.



L'une des extrémités de chaque bobine communique d'une manière permanente avec une large plaque de cuivre AB. On peut établir à volonté la communication des extrémités opposées de ces bobines avec une autre plaque métallique CD à l'aide d'autant de clefs qu'il y a de bobines. Supposons d'abord

quë toutes les bobines aient une valeur commune égale à 1 ohm. Quand une seule bobine est dans le circuit, la résistance ρ de celui-ci est de 1 ohm; quand il y en a deux,

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{1} + \frac{1}{1} = 2, \quad \rho = \frac{1}{2}.$$

On aura de même avec 3, 4 bobines, $\rho = \frac{1}{3}$, $\rho = \frac{1}{4}$, ...

Supposons, en second lieu, que les bobines aient pour résistance 1, 2, 4, 8, ... On pourra réaliser alors un très grand nombre de combinaisons résumées dans le Tableau suivant pour le cas de 4 bobines; on n'a considéré que les dispositions donnant des résistances inférieures à 1 ohm.

Bobines	ρ	Bobines	ρ	Bobines	ρ
1 et 2	$\frac{2}{3}$	1, 2 et 4	$\frac{1}{2}$	1, 2, 4 et 8	$\frac{1}{8}$
1 et 4	$\frac{1}{2}$	1, 2 et 8	$\frac{2}{9}$		
1 et 8	$\frac{1}{8}$	1, 4 et 8	$\frac{4}{11}$		

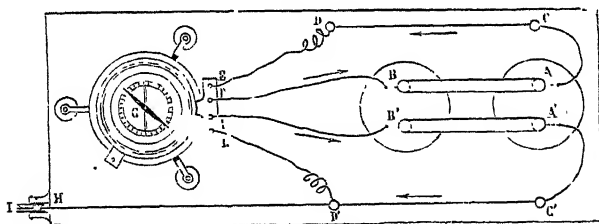
L'usage de ces boîtes n'exige, de la part de l'expérimentateur, qu'une certaine habitude des combinaisons.

MESURE DES RÉSISTANCES.

MÉTHODES DE POUILLET, DE WHEATSTONE, DE M. ED. BECQUEREL.

— On peut employer, pour la mesure des résistances, des procédés très variés. Pouillet ⁽¹⁾, auquel on doit les premières

Fig. 44.



mesures précises, employait deux couples thermo-électriques AB, A'B' (fig. 44) aussi identiques que possible; il les plaçait

(1) POUILLET, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XVII, 1846.

l'un auprès de l'autre, faisait plonger leurs extrémités A, A' dans un vase plein d'eau bouillante, et entourait de glace les autres soudures B, B'. Les deux courants passaient dans le galvanomètre différentiel G, en suivant les circuits ACDEFB, A'C'D'E'F'B', qui se composaient de deux conducteurs égaux et fixes, à l'exception des deux parties variables CD et C'D'; CD était le fil dont on voulait trouver la conductibilité k ; C'D' était le rhéostat de Pouillet décrit ci-dessus (p. 82*).

On transportait en C l'extrémité D du fil DE, et l'on rapprochait D' de C' jusqu'à ce que la déviation du galvanomètre fût nulle. A ce moment les deux circuits étaient égaux; ensuite on interposait le fil CD dans le premier courant, on éloignait D' jusqu'à annuler de nouveau la déviation, et la course du bouchon mesurait la longueur du fil de platine équivalente à CD. On calculait ensuite sans peine le rapport des conductibilités.

Le principal reproche à adresser à la méthode de Pouillet, c'est qu'il est pratiquement très difficile d'obtenir deux éléments thermo-électriques dont les forces électromotrices soient suffisamment voisines pour qu'on puisse négliger leurs différences.

Wheatstone (1) employa plus tard une méthode fondée sur l'emploi de son rhéostat. Sur la table portant ce rhéostat (*fig. 44*) on a placé une seconde poupée K vis-à-vis de la première I; toutes deux peuvent être réunies ou séparées par un bras métallique M assez gros pour n'avoir pas de résistance sensible. Supposons qu'elles soient d'abord réunies : le courant passera par le rhéostat, reviendra par IMKL jusqu'au bouton L et jusqu'à la pile par l'intermédiaire d'un galvanomètre dont on notera la déviation. Si l'on sépare ensuite les poupées I et K en écartant le bras M, la communication sera interrompue; mais on la rétablit par le fil IRK dont on veut trouver la conductibilité; ce fil est traversé par le courant, qu'il affaiblit, parce qu'il oppose une résistance déterminée, et l'on fait tourner le rhéostat de manière à diminuer de n le nombre de tours enroulés sur GH, jusqu'à ce que la déviation soit redevenue la même qu'avant l'introduction du fil d'é-

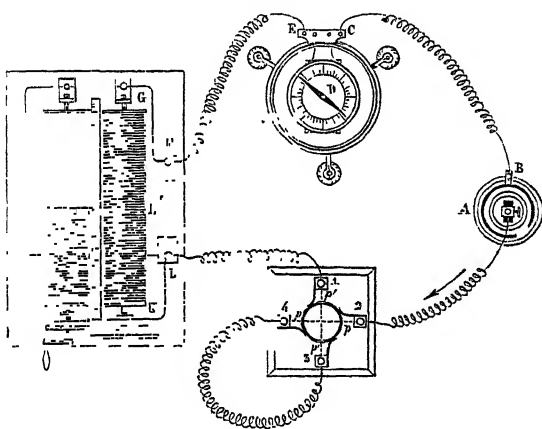
(1) WHEATSTONE, *Phil. Trans.*, 1843.

preuve. D'une part, on a introduit la résistance $\frac{l'}{k's'}$ du fil à essayer; de l'autre, on a supprimé celle du fil déroulé qui est $\frac{2\pi rn}{ks}$, et, puisque le courant est resté le même, il faut que

$$\frac{2\pi rn}{ks} = \frac{l's'}{l'}$$

La *fig. 45* représente une autre disposition qui produit le même effet. Le courant d'une pile A arrive d'abord à un commutateur dont la ligne d'interruption est en $p'p'$; il passe de 3 à 4 dans le fil d'épreuve, de 1 à LH'G dans le rhéostat, de F à E

Fig. 45.



et à C dans un galvanomètre EDC, et il revient en B : on note la déviation δ . Ensuite on tourne la ligne d'interruption en pp ; le courant marche de 2 à 1 sans passer par le fil d'épreuve; la déviation augmente; mais on la ramène à δ en augmentant de n tours la longueur du fil enroulé sur la vis.

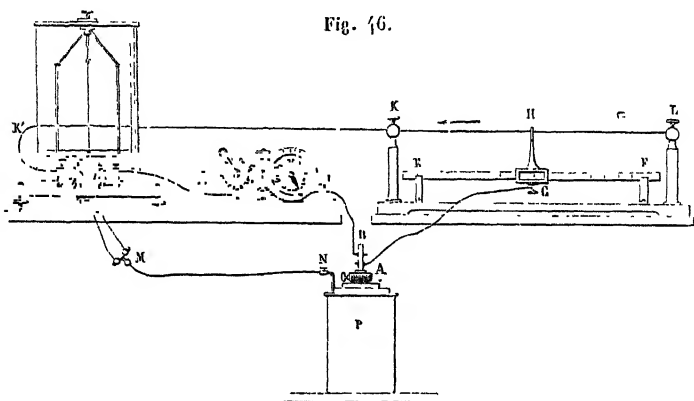
On doit à M. Ed. Becquerel des expériences fort soignées, exécutées au moyen d'une méthode un peu différente, mais meilleure, qu'avait imaginée son père ⁽¹⁾, et qu'il a perfectionnée ⁽²⁾ (*fig. 46*).

(1) BECQUEREL, *Annales de Chimie et de Physique*, t. XXXII.

(2) ED. BECQUEREL, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XVII, 1846.

Le courant partant de A se divise en deux autres : l'un, BC, traverse le rhéostat CD, le fil bb' d'un galvanomètre différentiel et le conducteur bMN qui le ramène à la pile ; l'autre courant AG arrive en G à une règle de cuivre divisée EF, au-dessus de laquelle est tendu le fil d'épreuve LK ; il pénètre

Fig. 46.



dans ce fil par une poupée GH qui glisse sur EF ; il traverse la portion HK, se rend par KK' dans le fil aa' du même galvanomètre, et enfin il rejoint le pôle négatif par aMN . On voit qu'en enroulant ou en déroulant le rhéostat, on augmentera ou l'on diminuera à volonté la résistance du premier courant, et qu'en faisant glisser la poupée de K en H, on interposera dans le second circuit des longueurs HK du fil d'épreuve qui se mesureront sur la règle EF par le vernier G.

On commence par mettre cette poupée tout près de K, dans une position initiale quelconque, et par faire jouer le rhéostat jusqu'à ramener le galvanomètre au zéro ; ensuite on augmente HK d'une quantité l et le fil isolé du rhéostat de $2\pi rn$, jusqu'à rétablir l'égalité de deux courants : l et $2\pi rn$ ont la même résistance.

PONT DE WHEATSTONE. — Wheatstone (¹) a imaginé, pour la mesure des conductibilités, un procédé très élégant fondé sur

(¹) WHEATSTONE, *Phil. Trans.*, 1843.

les propriétés des circuits dérivés. Le fil conducteur de la pile se bifurque en A et en D (*fig. 47*), et les deux branches ABD, ACD sont réunies par un fil ou pont BC sur lequel se trouve placé un galvanomètre : cherchons la condition pour que le courant soit nul à travers le pont.

Soient r , r' , R , R' les résistances ⁽¹⁾ des quatre branches AB, AC, BD, BC ; i et i' les intensités du courant en AB et en AC : quand le courant est nul dans le pont BC, l'intensité i du courant est la même en AB et en BD, l'intensité i' la même en AC et en CD. Les circuits fermés ABC, BDC fournissent donc les deux équations

$$iR - i'R' = 0, \quad ir - i'r' = 0,$$

d'où l'on tire immédiatement

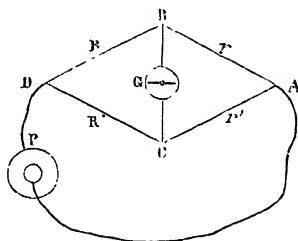
$$(1) \quad \frac{r}{r'} = \frac{R}{R'}.$$

Telle est la condition cherchée.

Cela posé, formons les branches AB et AC de résistances R , R' connues, mettons en BD la résistance r à mesurer et de D en C un rhéostat ou une boîte de résistances que nous réglerons de manière à annuler le courant dans BC. La résistance inconnue r pourra alors être calculée par la formule (1). Il est à remarquer que cette méthode de mesure n'exige pas que la pile P employée soit constante, puisque l'équation (1) ne comprend ni la force électromotrice ni la résistance de la pile.

Le rapport $\frac{R}{R'}$ est arbitraire, mais il y a le plus souvent avantage à le prendre égal à 1. On peut évidemment intervertir les

Fig. 47.

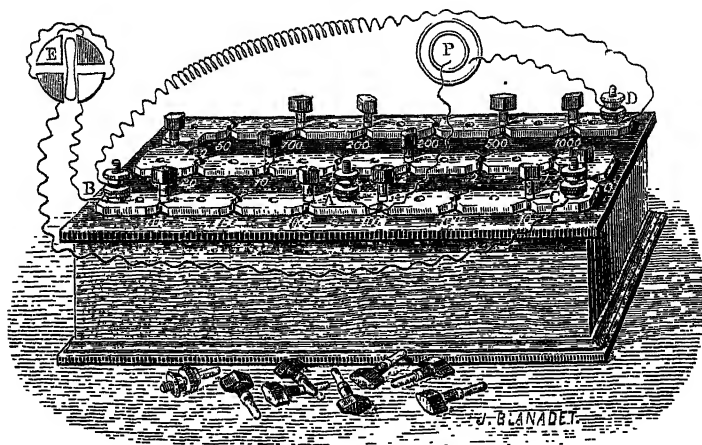


(1) Toutes les mesures étant désormais exprimées dans le système électromagnétique, nous nous affranchirons, pour la commodité de l'écriture, de la règle que nous nous sommes imposée jusqu'ici d'affecter exclusivement les petites lettres aux grandeurs exprimées dans le système électrostatique.*

positions de la pile P et du galvanomètre G qui occupent les deux diagonales de la figure ABCD formée par les quatre résistances : si l'équilibre était établi avant la substitution de la pile au galvanomètre, il subsistera encore après.

On trouve dans le commerce des boîtes de résistances disposées en pont de Wheatstone. La *fig. 48* montre la disposition de

Fig. 48.



l'un des modèles employés. La première rangée de bobines renferme les branches AB et AC du pont, dont on fait les résistances égales les deux rangées postérieures de bobines forment une boîte de résistance ordinaire qui sera la troisième branche CD du pont. La résistance à mesurer est intercalée entre B et D.

Dans la *fig. 48*, le galvanomètre est remplacé sur la branche BC par un électromètre E, dont les deux paires de quadrants communiquent respectivement en B et en C. Quand les deux points sont au même potentiel, ce que l'électromètre E permet de reconnaître avec exactitude, le courant serait nul dans un fil réunissant directement B et C, et la relation

$$\frac{R}{R'} = \frac{r}{r'}$$

se trouve encore satisfaite.

MESURE DE LA RÉSISTANCE D'UN GALVANOMÈTRE. — Sir W. Thomson (¹) a modifié la méthode du pont de Wheatstone pour l'adapter à la mesure de la résistance d'un galvanomètre. Celui-ci est placé en G (*fig. 49*), sur l'une des branches AB du pont, tandis que la branche BC peut à volonté être interrompue en I. On choisit arbitrairement les résistances r et r' , et l'on règle ensuite R' de telle sorte que la déflexion du galvanomètre demeure invariable quand on interrompt ou qu'on rétablit la branche BC. On a alors

$$\frac{R}{R'} = \frac{r}{r'},$$

d'où l'on déduit R .

MESURE DE LA RÉSISTANCE D'UNE PILE. — M. Mance (²) a indiqué une méthode analogue pour mesurer la résistance d'une pile. On intervertit les positions occupées par la pile et le galvanomètre dans l'expérience précédente, et l'on règle encore la résistance R' , de telle sorte que la déviation du galvanomètre ne change pas quand on ouvre ou qu'on ferme le pont BC. La résistance R de la pile satisfait alors à la condition

$$\frac{R}{R'} = \frac{r}{r'}.$$

Pour démontrer cette relation, désignons par E la force électromotrice de la pile P (*fig. 50*), par I, I', i, i' les intensités du courant dans les branches dont les résistances sont R, R', r, r' ,

Fig. 49.

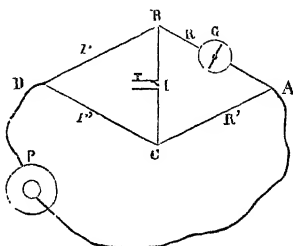
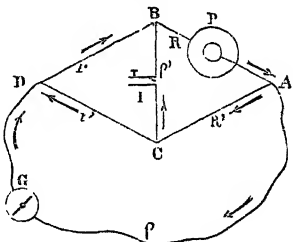


Fig. 50.



(¹) W. THOMSON, *Proceedings of the Royal Society*, 19 janvier 1871.

(²) MANCE, *Proceedings of the Royal Society*, 19 janvier 1871.

r' , par j l'intensité du courant dans ACD, par j' son intensité dans BC, enfin par ρ et ρ' les résistances correspondantes. Nous allons chercher la condition pour que j soit indépendant de ρ' .

Les lois de Kirchhoff fournissent, pour le cas où la branche BC est fermée,

$$(1) \quad \begin{cases} j\rho = i'r' + I'R', \\ j'\rho' = ir + i'r' = E - IR - I'R'; \end{cases}$$

$$(2) \quad \begin{cases} I = i + j' = I' + j, \\ I' = i' + j'. \end{cases}$$

Les deux dernières équations (1) donnent, en tenant compte des relations (2),

$$i' = \frac{j'\rho' + jr}{r + j'},$$

$$I' = \frac{E - j'\rho' - jR}{R + R'}.$$

Portant ces valeurs dans la première équation (1), on obtient

$$(3) \quad \begin{cases} j[\rho(r + r')(R + R') + rr'(R + R') + RR'(r + r')] \\ = j'\rho'(Rr' - R'r) + ER'(r + r'). \end{cases}$$

Pour que j soit indépendant de ρ' , il faut que le coefficient de ρ' soit nul; donc

$$(4) \quad \frac{R}{R'} = \frac{r}{r'};$$

c'est la relation qu'il s'agissait de démontrer (*).

(*) Cette relation est d'ailleurs évidente d'après le deuxième corollaire de M. Bosscha (page 52*); les deux conducteurs B et B' sont les deux diagonales AGD, BIC du pont; nous savons que, quand la condition $\frac{R}{R'} = \frac{r}{r'}$ est réalisée, une force électromotrice placée en AGD ne peut envoyer aucun courant en BIC; d'où il résulte, d'après le corollaire, que l'interruption de la branche BIC ne peut modifier le courant en DAC, quelle que soit d'ailleurs la situation assignée aux forces électromotrices en dehors de BIC. Nous donnons ainsi *a posteriori* une vérification, dans un cas particulier, de la proposition que nous avons énoncée ci-dessus sans démonstration (p. 52*).

L'équation (3) donne alors

$$i = \frac{ER'(r+r')}{\rho(r+r')(\bar{R}+\bar{R}') + rr'(\bar{R}+\bar{R}') + \bar{R}\bar{R}'(r+r')} \\ \frac{Er'}{r'(\bar{R}+r+\rho) + \rho r};$$

on obtient de même

$$j' = \frac{Er}{r(\bar{R}+\bar{R}'+\rho') + \rho'\bar{R}},$$

et l'on voit que le courant n'est pas nul dans la branche BC quand celle-ci est fermée : son intensité est seulement indépendante de la résistance ρ de la branche DGA comprenant le galvanomètre.

On trouve aisément

$$I = \frac{E}{R+r} \left[1 - \frac{r'\rho}{r'(\bar{R}+r+\rho) + \rho r} + \frac{r^2}{r'(\bar{R}+\bar{R}'+\rho') + \rho'\bar{R}} \right].$$

Pour $\rho' = \infty$, I devient

$$I_1 = \frac{E}{R+r} \left[1 - \frac{r'\rho}{r'(\bar{R}+r+\rho) + \rho r} \right].$$

Le courant qui traverse la pile change donc d'intensité quand on ouvre ou qu'on ferme le pont BC; toutefois les mesures sont assez rapides pour que la pile n'ait pas le temps de se polariser sensiblement par suite de la variation d'intensité.

EMPLOI DU SHUNT. — Il peut arriver qu'on soit obligé, pour la mesure de certaines résistances, d'employer un courant d'intensité trop considérable pour le galvanomètre dont on dispose. On réduit alors la sensibilité de l'instrument en plaçant en dérivation sur ses bornes une résistance qui est à la résistance du galvanomètre dans un rapport connu, $\frac{1}{9}$, $\frac{1}{99}$, $\frac{1}{999}$, par exemple. Le galvanomètre est traversé par le $\frac{1}{10}$, le $\frac{1}{100}$ ou le $\frac{1}{1000}$ du courant total.

Généralement un *shunt* (fig. 51) comprend trois résistances différentes : elles sont enfermées dans une même boîte, et il

suffit de déplacer une cheville pour mettre l'une d'elles dans le circuit ou l'en exclure à volonté.

Quand on veut mesurer de très grandes ou de très petites résistances, on peut faire usage d'un shunt *S* intercalé sur l'une des branches d'un galvanomètre différentiel *G* (fig. 52) que nous représenterons schématiquement par deux enroulements contraires. Le courant d'une pile *P* se bifurque, passe d'un côté en *R*, par la résistance à mesurer, de l'autre en *B*,

Fig. 51.

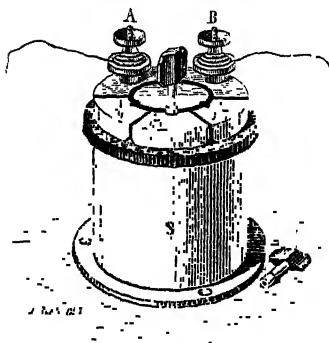
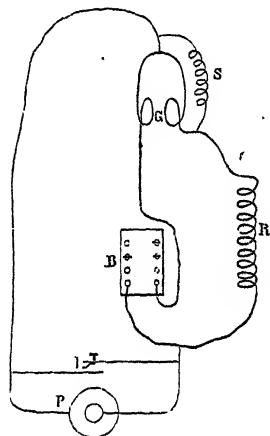


Fig. 52.



par une boîte de résistance, dans les deux branches du galvanomètre, et revient à la pile. Si le shunt *S* est sur la même branche que *R*, le galvanomètre est rendu 10, 100, 1000 fois moins sensible aux courants venant par *R* qu'aux courants venant par *B*, et il faudra une résistance de 10, 100, 1000 ohms sur la branche *B* pour équilibrer une résistance égale à 1 ohm sur la branche *R* ; avec une boîte étalonnée en ohms, on pourra donc mesurer une résistance en $\frac{1}{10}$, $\frac{1}{100}$, $\frac{1}{1000}$ d'ohm. Réciproquement, en plaçant le shunt sur la branche *B*, on mesurera des résistances de 10 à 10 000 de 100 à 100 000 ou de 1000 à 1 000 000 d'ohms à l'aide d'une boîte de 1 à 1000 ohms. L'erreur relative sur la grandeur à mesurer demeurera toujours la même.

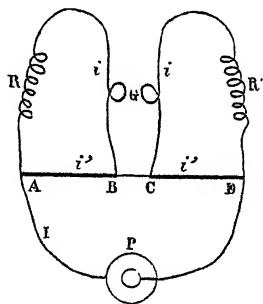
L'interrupteur I, placé sur une dérivation de résistance très faible, sert à reconnaître si l'équilibre du galvanomètre est exactement établi. L'aiguille doit alors demeurer au repos quand on ouvre ou qu'on ferme le circuit en I.

MESURES DES RÉSISTANCES TRÈS FAIBLES. — En dehors de l'emploi du shunt, on peut mesurer des résistances très faibles par un grand nombre de procédés. Nous indiquerons les suivants, dérivés l'un de l'emploi du galvanomètre différentiel, l'autre du pont de Wheatstone.

1° *Méthode de Kirchhoff* ⁽¹⁾. — La barre AB dont on veut mesurer la résistance (*fig.* 53) est introduite, avec un étalon de résistance CD, dans le circuit d'une pile constante P. Des dérivations ARGB, DR'GC greffées l'une sur la barre, l'autre sur l'étalon, possèdent des résistances totales R, R', que l'on peut faire varier de quantités connues, et comprennent chacune l'un des fils d'un galvanomètre différentiel G. On règle la résistance de l'une des dérivations, soit ARGB, de manière à amener l'aiguille du galvanomètre au zéro; puis on fait varier la résistance de CGR'D d'une quantité déterminée, soit 1 ohm par exemple, et l'on ramène l'aiguille du galvanomètre différentiel au zéro par une addition convenable r de résistance dans ARGB. Je dis que le rapport r des deux résistances additionnelles est égal au rapport des résistances x de la barre et ρ de l'étalon.

En effet, quand l'aiguille est au zéro, les deux branches du galvanomètre sont parcourues en sens contraire par des courants d'égale intensité i , et, comme l'intensité I dans le circuit principal est la même en PA et DP, il faut aussi qu'elle ait une

Fig. 53.



(1) KIRCHHOFF, *Berliner Berichte*, p. 601, 1880; voir *Journal de Physique*, 2^e série, t. I^{er}, p. 89.

même valeur i' dans AB et dans CD. On a donc, dans les circuits ABGR, CDR'G,

$$i'x = iR,$$

$$i'\rho = iR',$$

ou

$$\frac{x}{\rho} = \frac{R}{R'};$$

on a de même, après l'addition des résistances r et i à R et à R' ,

$$\frac{x}{\rho} = \frac{R + r}{R' + i} = r.$$

2° *Méthode de Sir W. Thomson* (1). — Pour comparer les résistances AB et CD, réunissons-les l'une à l'autre (fig. 54)

par une pièce métallique de très faible résistance ρ ; puis, attachons en A et D les deux pôles d'une pile, et établissons les dérivations BMC, AND, MGN : le galvanomètre se trouve sur cette dernière. On a dû déterminer les points M et N de telle sorte qu'il y ait entre les résistances r , r' (de BM et MC), R , R' (de AN et de ND) la relation

$$\frac{R}{R'} = \frac{r}{r'}.$$

Le galvanomètre placé sur MN restera alors au zéro, pourvu que l'on ait

$$\frac{s}{s'} = \frac{R}{R'};$$

c'est ce que nous allons d'abord démontrer.

Quant il n'y a pas de courant en MN, l'intensité a : 1° une même valeur I en DN et NA ; 2° une même valeur i en CM et MB ; 3° une même valeur j en CD et BA ; 4° enfin une valeur j'

(1) W. THOMSON, *Philosophical Magazine*, 4^e série, t. XXIV.

en BC. Les lois de Kirchhoff donnent les équations

$$(1) \quad IR' = s'j + ir',$$

$$(2) \quad IR = sj + ir,$$

$$(3) \quad j'\rho = i(r + r'),$$

$$(4) \quad j = j' + i.$$

En combinant (3) et (4), on obtient

$$j = i \frac{\rho + r + r'}{\rho},$$

on porte cette valeur de j dans (1) et (2), puis on divise membre à membre, et l'on a

$$(5) \quad \frac{R'}{R} = \frac{s'(\rho + r + r') + \rho r'}{s(\rho + r + r') + \rho r}.$$

Mais, par hypothèse,

$$(6) \quad \frac{R'}{R} = \frac{r'}{r};$$

donc, d'après (5) et (6),

$$s'r = sr',$$

ou

$$(7) \quad \frac{s}{s'} = \frac{r}{r'} = \frac{R}{R'},$$

ce qu'il fallait démontrer.

Pour effectuer la comparaison de résistances s et s' que nous supposons approximativement connues d'avance, on prend quatre bobines R, R', r, r' réalisant la condition

$$\frac{R}{R'} = \frac{r}{r'};$$

on attache le fil MN à la jonction des bobines r et r' d'une part; d'autre part, et à l'aide d'un contact glissant, sur un fil calibré analogue au rhéostat de Pouillet. On cherche la position du

contact glissant qui ramène au zéro le galvanomètre. On altère ainsi d'une petite quantité le rapport $\frac{R}{R'}$, et l'équation (6) n'est plus rigoureusement satisfaite; mais l'équation (5) peut alors s'écrire

$$(5\ bis) \quad (\rho + r + r')(s'R - sR') = \rho(R'r - r'R),$$

et l'on remarque que, ρ étant supposé très faible par rapport aux autres résistances, le second membre de l'équation (5 bis) est un infiniment petit du second ordre. Il en est donc de même du facteur $s'R - sR'$ du premier membre, et la relation

$$\frac{R'}{R} = \frac{s'}{s},$$

qui sert à calculer $\frac{s'}{s}$, est pratiquement satisfaite, à des quantités près qui sont très inférieures aux erreurs inévitables des expériences. La condition physique dont il faut surtout se préoccuper est la réalisation de bons contacts en A, B, C, D.

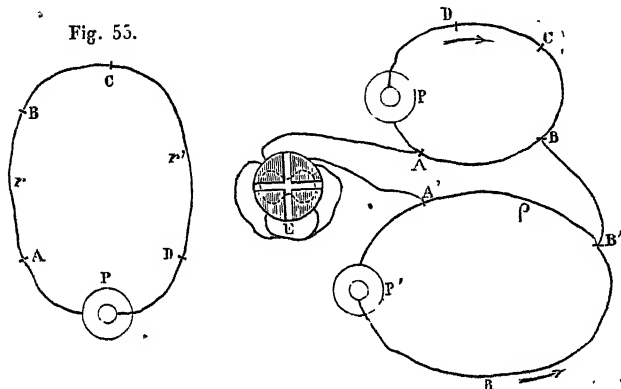
EMPLOI DES ÉLECTROMÈTRES. — Nous avons déjà vu qu'on peut substituer un électromètre au galvanomètre, quand on mesure une résistance à l'aide du pont de Wheatstone. On peut aussi employer l'électromètre d'une manière différente. Soient AB et CD (*fig. 55*) deux conducteurs placés dans un même circuit, traversé par un courant d'intensité i ; r , r' leurs résistances; e , e' les forces électromotrices entre les deux extrémités d'un même fil, on a

$$\begin{aligned} e &= ir, \\ e' &= ir', \\ \frac{e'}{e} &= \frac{r'}{r}. \end{aligned}$$

On peut mesurer les déviations de l'électromètre et en déduire le rapport des forces électromotrices correspondantes. On peut aussi, et cela vaut mieux, procéder par compensation, en ramenant toujours l'électromètre au zéro. Soient A

et B (fig. 56) les deux points entre lesquels on veut mesurer la force électromotrice e : on emploie un circuit auxiliaire formé d'une pile P' de force électromotrice constante et connue (une pile de Daniell par exemple) et d'un rhéostat de Pouillet. On fait communiquer le point B avec l'une des extrémités B' du rhéostat, afin d'égaliser les potentiels en ces deux points, puis on fait communiquer A avec une paire de

Fig. 56.



quadrants de l'électromètre, et l'on détermine par tâtonnements le point A' du rhéostat, où il faut rattacher la seconde paire de quadrants pour amener l'électromètre au zéro. Alors les points A et A' sont aussi au même potentiel, et la force électromotrice e entre A et B est égale à celle de A' et de B' . Soient ρ la résistance $A' B'$ lue sur le rhéostat, R la résistance totale du circuit comprenant la pile P' de force électromotrice E, on a

$$\frac{e}{\rho} = \frac{E}{R},$$

$$e = \rho \frac{E}{R}.$$

On trouvera de même, pour deux autres points C et D du circuit de la pile P,

$$e' = \rho' \frac{E}{R},$$

d'où

$$\frac{e'}{e} = \frac{\rho'}{\rho} = \frac{r'}{r}.$$

On voit qu'il n'est pas nécessaire de connaître R.

L'emploi de cette méthode suppose que les forces électromotrices et les résistances internes des deux piles P et P' ne varient pas pendant la durée d'une mesure. La pile de Daniell remplit parfaitement la première condition; quant à la seconde, on la réalise pratiquement d'une manière suffisante en prenant des éléments de grande surface et donnant au circuit total une très grande résistance, de telle sorte que les variations de la résistance de la pile soient négligeables.

Nous verrons ultérieurement les applications de cette méthode, que l'on a faites à la mesure de la résistance des liquides.

RÉSULTATS GÉNÉRAUX. — INFLUENCE DE LA TEMPÉRATURE. — La conductibilité des métaux diminue quand leur température s'élève. La loi de cette diminution, dans des limites suffisamment étroites, s'exprime, suivant M. Ed. Becquerel ⁽¹⁾ et Arndtsen ⁽²⁾, par la formule

$$(1) \quad k_t = k_0 (1 - Kt),$$

ou encore par la formule

$$(2) \quad r_t = r_0 (1 + Kt),$$

dans laquelle

$$r_t = \frac{1}{k_t}, \quad r_0 = \frac{1}{k_0}$$

désignent les résistances spécifiques à t° et à 0° .

D'après MM. Cailletet et Bouty ⁽³⁾ cette formule est appli-

⁽¹⁾ ED. BECQUEREL, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XVII, p. 242.

⁽²⁾ ARNDTSEN, *Pogg. Ann.*, CIV.

⁽³⁾ CAILLETET et BOUTY, *Journal de Physique*, 2^e série, t. IV, p. 297; 1885.

cable aux températures comprises entre 0° et -120°. Voici les coefficients qu'ils ont trouvés :

Métaux.		Limites	k.
Argent pur (1)	+ 29°	à - 101,75°	0,00385
Aluminium	+ 27,70°	à - 90,57°	0,00388
Magnésium	0	à - 88,31°	0,00390
Mercure	- 40°	à - 92,13°	0,00407
Cuivre	- 23°	à - 122,82°	0,00423
Étain	0	à - 85,08°	0,00424
Fer	0	à - 92,00°	0,00490

Il est à remarquer que l'application de la formule (2) avec les coefficients que nous venons d'indiquer, mais en dehors des limites pour lesquelles elle a été établie par l'expérience, conduirait à attribuer à la résistance une valeur nulle pour une certaine température, supérieure à -273° et variable d'un métal à un autre [de -260° (argent) à -204° (fer)], ce qui est inadmissible. On doit seulement conclure de ces expériences que la résistance des métaux décroît rapidement quand on abaisse leur température. Dans les limites des expériences de MM. Cailletet et Bouty la résistance du cuivre a diminué de plus de moitié.

D'après Matthiessen (2), auquel on doit des expériences extrêmement nombreuses et très soignées, il faut substituer à la formule (1), dès que l'intervalle de température est un peu considérable, la formule à trois termes

$$(1 \text{ bis}) \quad k_t = k_0 (1 - Kt + K't^2).$$

D'ailleurs les coefficients K et K' seraient sensiblement les mêmes pour un grand nombre de métaux *purs* (3), et l'on aurait, tout au moins entre 0° et 100°,

$$k_t = k_0 (1 - 0,0037674 t + 0,00000834 t^2).$$

(1) De M. Debray.

(2) MATTHIESSEN, *Pogg. Ann.*, CXV, 353; CXXII, 19; CXXV, 497.

(3) Argent, cuivre, or, zinc, étain, plomb, antimoine, bismuth.

Werner Siemens (1) a réalisé des expériences dans un intervalle de température beaucoup plus étendu (2); elles se résument par les formules suivantes :

$$\begin{aligned}\text{Platine.....} \quad r_t &= r_0(0,039369T^{\frac{1}{2}} + 0,00216407T - 0,2413), \\ \text{Cuivre.....} \quad r_t &= r_0(0,026577T^{\frac{1}{2}} + 0,0031443T - 0,22751), \\ \text{Fer.....} \quad r_t &= r_0(0,072545T^{\frac{1}{2}} + 0,0038133T - 1,23971);\end{aligned}$$

r_0 exprime la résistance à zéro, T la température absolue $t + 273$. Nous croyons utile de signaler ces formules, à cause de leur application possible à la pyrométrie.

Le mercure, liquide à la température ordinaire, présente une résistance qui varie beaucoup moins avec la température que celle des métaux solides. La variation de résistance apparente du mercure liquide dans des tubes de verre est, comme nous l'avons vu, représentée par la formule

$$(1) \quad r_t = r_0 (1 + 0,0008649t + 0,00000112t^2).$$

Quand on refroidit du mercure dans un tube analogue aux étalons secondaires de l'ohm, on observe que sa résistance continue à décroître d'après la formule (1) jusqu'à la température de sa congélation. Alors la résistance diminue brusquement et tombe au $\frac{1}{4}$ de sa valeur (3); la résistance du mercure solide continue ensuite à décroître régulièrement jusqu'à -100° , d'après la formule

$$r_t = r_{-10} \frac{1 + \alpha t}{1 - 40\alpha};$$

le coefficient $\alpha = 0,00407$ est près de cinq fois plus fort que celui qui convient au mercure liquide au voisinage de 0° ; il se rapproche de ceux qui conviennent aux autres métaux purs considérés à l'état solide.

(1) WERNER SIEMENS, *Proceedings of the Royal Society of London*, 27 avril 1871.

(2) De 0° à 1000° pour le platine.

(3) CAILLETET et BOUTY, *Journal de Physique*, 2^e série, t. IV, p. 300; 1885.

L'accroissement brusque de résistance que présente le mercure solide en se fondant n'est pas un fait isolé. Le Tableau suivant, emprunté aux expériences de de la Rive ⁽¹⁾, montre que cette propriété appartient aux métaux qui se dilatent en se liquéfiant (étain, zinc, plomb, cadmium, sodium). Le bismuth et l'antimoine, qui se contractent, présentent le phénomène inverse, découvert d'abord pour le bismuth par Matteucci ⁽²⁾.

Métal	Conductibilité ⁽¹⁾ au point de fusion à l'état	
	solide.	liquide.
Étain.....	4,4	2,0
Bismuth.....	0,13	0,73
Zinc.....	5,2	2,6
Plomb.....	1,9	1,0
Cadmium.....	5,0	2,8
Antimoine.....	0,59	0,84

Pour les corps qui passent par l'état pâteux, la variation de conductibilité accompagnant la fusion se produit progressivement. C'est ce que Matthiessen ⁽¹⁾ a observé, pour le potassium, entre les températures de 47° et de 57°.

TABLEAU DE RÉSISTANCES SPÉCIFIQUES. — On appelle *résistance spécifique* d'un corps la résistance d'une portion de ce corps de 1^m de long et de 1^{cm} de section parcourue normalement par un flux homogène d'électricité. Les nombres compris dans le Tableau suivant sont évalués en unités électromagnétiques C.G.S. :

(¹) DE LA RIVE, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. LVII, p. 698; 1863.

(²) MATTEUCCI, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. XLVI, p. 541 et 914; 1855.

(¹) On a pris pour unité la conductibilité du mercure liquide à 21°.

(¹) MATTHIESSEN et VOGT, *Pogg. Ann.*, CXVI, p. 379; 1862.

*Métaux et alliages d'après les expériences
de Matthiessen (¹).*

MÉTALX.	VARIATION proportionnelle de résistance pour 1° a 20°	RÉSISTANCE en ohms légaux d'un fil de 1 ^m de long et de 1 ^{mm} de diam (²)	RÉSISTANCE spécifique C G S (³)
Argent recuit	0,00377	ohms 0,01876	6192
— tiré à la filière	»	0,02037	1620
Cuivre recuit	0,00388	0,01993	1585
— tiré à la filière	»	0,02038	1621
Or recuit	0,00365	0,02567	2041
— tiré à la filière	»	0,02609	2078
Aluminium recuit	»	0,03634	2890
Zinc comprimé	0,00365	0,07018	5581
Platine recuit	»	0,1130	8982
Fer recuit	»	0,1212	9638
Nickel recuit	»	0,1554	12357
Étain comprimé	0,00365	0,1648	13104
Plomb comprimé	0,00387	0,2448	19468
Antimoine comprime	0,00389	0,4428	35214
Bismuth comprimé	0,00334	1,6287	12952
Mercure liquide	0,00072	1,1863	94340
Alliage de 2 parties de platine, 1 partie d'argent en poids, re- cuit ou tiré à la filière	0,00031	0,3042	24190
Maillechort recuit ou tiré à la filière	0,00044	0,2611	20762
Alliage de 2 parties d'or, 1 partie d'argent en poids, recuit ou tiré à la filière	0,00065	0,1355	10778

Toutes les résistances indiquées dans ce Tableau se rap-

(¹) *Reports of the Committee on electrical Standards, edited by prof. Fleming Jenkin, p. 227. London, 1873.*

(²) Les nombres originaux étaient exprimés en unités B.A.U. On les a multipliés par le facteur 0,9861, déterminé par la condition que la résistance spécifique du mercure soit conforme à la définition de l'ohm légal.

(³) Les nombres de cette colonne ont été obtenus en multipliant ceux de la colonne précédente par le facteur $78539 = 10^9 \cdot \pi \cdot 0,05^2$.

portent à des métaux chimiquement purs; les résistances des métaux du commerce sont variables d'un échantillon à un autre; elles sont en général plus considérables que celles des métaux purs. Par exemple, Matthiessen a montré que la petite quantité d'oxygène que peut absorber le cuivre pur fondu à l'air suffit pour augmenter sa résistance spécifique dans un rapport égal à 1,349; $\frac{1}{2}$ pour 100 de fer l'augmente dans un rapport égal à 2,649. De là les divergences assez considérables que présentent les nombres obtenus par divers expérimentateurs sur des métaux dont la provenance ne pouvait être la même.

En ce qui concerne les alliages, on peut les diviser en deux classes : les uns dont la conductibilité, intermédiaire à celle des métaux composants, peut être calculée assez approximativement par la règle des mélanges : à ce groupe appartiennent, d'après Matthiessen, les alliages où n'entrent que du plomb, de l'étain, du cadmium et du zinc; les autres, qui sont les plus nombreux, ont une conductibilité plus faible que celle qui serait ainsi calculée : elle peut même être très inférieure à celle du métal le moins conducteur entrant dans l'alliage. C'est le cas qui se présente pour les trois alliages très résistants qui figurent dans le Tableau précédent.

On remarquera que le coefficient de variation de la résistance avec la température est beaucoup plus faible pour les alliages que pour les métaux purs.

RELATIONS HYPOTHÉTIQUES ENTRE LES CONDUCTIBILITÉS ÉLECTRIQUE ET CALORIFIQUE. — En comparant les conductibilités électriques relatives des métaux déduites des expériences de MM. Riess ⁽¹⁾, Ed. Becquerel ⁽²⁾ et Lenz ⁽³⁾, avec les conductibilités calorifiques relatives données par leurs propres expériences, MM. Wiedemann et Franz ⁽⁴⁾ constatèrent une proportionnalité approchée des deux sortes de quantités, comme on le verra par le Tableau suivant. La conductibilité électrique et la

(¹) RIESS, *Reibungs-Electricität*.

(²) BECQUEREL, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, XVII, 242; 1846.

(³) LENZ, *Pogg. Ann.*, XXX, 418; XLV, 105; 1834-1839.

(⁴) WIEDEMANN et FRANZ, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, XLI, p. 107; 1854.

conductibilité calorifique de l'argent ont été prises arbitrairement égales à 100.

	CONDUCTIBILITÉ ÉLECTRIQUE, d'après			CONDUCTIBILITÉ calorifique, d'après Wiedemann et Franz
	Ries	Ed. Becquerel	Lenz	
Argent.....	100,0	100,0	100,0	100,0
Cuivre.....	66,7	91,5	73,3	73,6
Or.....	59,0	64,9	58,5	53,2
Laiton.....	18,4	"	21,5	23,6
Zinc.....	"	"	24,0	19,0
Étain.....	10,0	14,0	32,6	14,5
Fer.....	12,0	12,35	13,0	11,9
Plomb.....	7,0	8,17	10,7	8,5
Platine.....	10,5	7,93	10,3	8,4
Argentan.....	5,9	"	"	6,3
Bismuth.....	"	"	1,9	1,8

Aucune théorie connue ne relie directement les lois de la propagation de la chaleur à celles de la propagation de l'électricité; la loi de MM. Wiedemann et Franz ne pouvait donc être acceptée que comme une loi empirique. Les deux éléments qu'elle rapproche présentent d'ailleurs, d'un échantillon à un autre d'un même corps, des variations si considérables, suivant l'état physique ou par suite des moindres traces d'impuretés, qu'on ne saurait se fonder, pour l'accepter ou la rejeter, que sur des déterminations relatives aux *mêmes échantillons*. Malheureusement, on ne peut mesurer avec quelque précision la conductibilité calorifique que sur des corps d'un volume assez considérable, ce qui compromet leur homogénéité, et d'une section assez grande, ce qui crée des difficultés spéciales pour la mesure de la conductibilité électrique. Il ne paraît pas que l'on soit encore parvenu à éliminer toutes ces causes d'erreur; car, malgré les dispositions ingénieuses employées par MM. Weber (¹), Kirchhoff et Hanse-

(¹) H.-F. WEBER, *Archives de Genève*, t. IV, 107; 1880. Analysé dans le *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. X, p. 182.

mann ⁽¹⁾ et Lorenz ⁽²⁾, ces physiciens sont arrivés chacun de leur côté à des résultats tout à fait discordants. La seule chose qui paraisse établie, c'est que, si la loi de MM. Wiedemann et Franz ne doit pas être rejetée absolument, elle doit au moins être limitée aux métaux qui conduisent le mieux : elle ne s'applique certainement ni aux conducteurs non métalliques, ni aux liquides. De plus, les nombres indiqués par un même expérimentateur pour le rapport $\frac{k'_0}{k_0}$ de la conductibilité calorifique à la conductibilité électrique à 0° varient d'un métal à un autre dans des limites assez larges; et l'ordre dans lequel les métaux se classent est absolument bouleversé d'un expérimentateur à un autre. Ainsi, d'après Kirchhoff, le rapport $\frac{k'_0}{k_0}$ serait notablement plus grand pour le fer que pour les autres métaux (en particulier l'étain et le plomb), tandis que, d'après M. Lorenz, ce rapport aurait pour les trois métaux une valeur à peu près identique. Nous ne rapporterons ici que les résultats de M. Lorenz. Les conductibilités électriques k sont les inverses des résistances spécifiques et se trouvent, ainsi que les conductibilités calorifiques k' , exprimées en unités C.G.S.

(¹) KIRCHHOFF et HANSEMAN, *Annales de Wiedemann*, t. IX, p. 1 (1881), et t. XIII, p. 406 (1881); *Journal de Physique*, 2^e série, t. I, p. 89.

(²) LORENZ, *Annales de Wiedemann*, t. XIII, p. 422 et 582 (1881), et *Journal de Physique*, 2^e série, t. I, p. 98.

MÉTAL.	k'_0 .	k'_{100} .	$k_0 \cdot 10^5$.	$k_{100} \cdot 10^5$.	$\frac{k'_0}{k_0}$.	$\frac{k'_{100}}{k_{100}} \cdot \frac{k_0}{k'_0}$.
Cuivre.....	0,7198	0,7226	45,74	33,82	1574	1,358
Magnésium....	0,3760	0,3760	24,47	17,50	1537	1,398
Aluminium....	0,3435	0,3619	22,56	17,31	1529	1,367
Laiton (rouge).	0,2460	0,2827	15,75	13,31	1562	1,360
Cadmium.	0,2200	0,2045	14,41	10,18	1527	1,315
Laiton (jaune).	0,2041	0,2540	12,62	11,00	1617	1,428
Fer.	0,1665	0,1627	10,37	6,628	1605	1,530
Étain.....	0,1528	0,1423	9,346	6,524	1635	1,334
Plomb.....	0,0836	0,0764	5,141	3,602	1627	1,304
Maillechort....	0,0700	0,0887	3,766	3,632	1858	1,314
Antimoine	0,0442	0,0396	2,199	1,522	2011	1,294
Bismuth	0,0177	0,0164	0,929	0,630	1900	1,372

De l'examen de ce Tableau résulteraient les conclusions suivantes :

1° Les variations de la conductibilité calorifique avec la température sont tantôt positives, tantôt négatives, suivant la nature du métal, mais en tous cas très faibles.

2° L'ordre des conductibilités calorifiques décroissantes à 0° est aussi l'ordre des conductibilités électriques décroissantes à la même température.

3° Le rapport $\frac{k'_0}{k_0}$ des deux conductibilités est sensiblement constant pour les corps très conducteurs, que ce soient des corps simples ou des alliages, mais il augmente sensiblement quand la conductibilité diminue.

Le rapport $\frac{k'_{100}}{k_{100}} : \frac{k'_0}{k_0}$ est sensiblement constant et sa valeur s'éloigne assez peu du rapport 1,367 des températures absolues correspondant à 100° et à 0°C. Il en résulte, d'après M. Lorenz, que, pour tous les métaux,

$$\frac{k'}{k} = CT,$$

C étant une constante spécifique pour chaque corps. Vu la petitesse des variations de k entre 0° et 100° pour les métaux

purs et bons conducteurs, la loi de M. Lorenz confirme une observation de Matthiessen signalée ci-dessus, d'après laquelle la résistance électrique de ces métaux croît de 0° à 100° dans un rapport constant voisin du rapport 1,367 des températures absolues. Mais il est à remarquer que la loi de M. Lorentz est plus large que celle de Matthiessen, puisqu'elle s'applique même aux alliages, pour lesquels le rapport $\frac{k_0}{k_{100}}$ est beaucoup plus faible que pour les métaux ; l'augmentation très notable de leur conductibilité calorifique compense l'augmentation trop faible de leur résistance, et le rapport $\frac{k'_{100}}{k_{100}} : \frac{k'_0}{k_0}$ n'est pas changé.

MESURE DES FORCES ÉLECTROMOTRICES.

ÉTALON DE FORCE ÉLECTROMOTRICE. — Il est beaucoup plus difficile d'établir un étalon de force électromotrice qu'un étalon de résistance. Les piles thermo-électriques sont d'un usage incommode, et les métaux dont elles sont formées présentent, d'un échantillon à un autre, des différences trop considérables pour qu'on puisse reproduire avec certitude un étalon de cette espèce toujours identique à lui-même. Quant aux piles hydro-électriques, elles sont le siège d'actions chimiques qui font varier la composition des liquides et par suite la force électromotrice. Toutefois la pile de Daniell, montée au sulfate de cuivre et au sulfate de zinc, comme nous l'avons indiqué (p. 31), présente une force électromotrice remarquablement constante de 1^{volt},09 à 1^{volt},14, suivant la concentration des liqueurs. On l'emploie quand on veut déduire la valeur d'une force électromotrice de la mesure de l'intensité d'un courant.

Quand la mesure des forces électromotrices se fait en circuit ouvert à l'aide des électromètres, on emploie avec beaucoup d'avantage l'étalon de force électromotrice de M. Latimer Clark (1). Le pôle positif de cette pile est formé d'un fil de platine plongeant dans du mercure pur. Au-dessus du mer-

(1) LATIMER CLARK, *Philosophical Transactions*, p. 1; 1874. La valeur indi-

cure on verse une pâte obtenue en faisant bouillir, de façon à bien chasser l'air, du sulfate mercurieux pur dans une solution saturée de sulfate de zinc; le pôle positif est constitué par un disque de zinc, purifié par distillation et reposant sur la pâte : le tout est enfermé dans un vase hermétiquement clos, à la base duquel est soudé un tube de verre livrant passage au pôle positif.

L'élément Latimer Clark possède en circuit ouvert une force électromotrice de $1^{\text{volt}},437$ à la température de 15° ; elle varie régulièrement de 0,0006 par degré C. de 5° à 25° . La disposition de cet élément n'est pas appropriée à la production des courants continus. Il faut éviter soigneusement de l'introduire dans un circuit fermé, même très résistant.

On peut former très simplement des étalons secondaires de force électromotrice en disposant soit une pile de Daniell, soit toute autre pile à courant constant, de telle sorte que sa résistance soit extrêmement grande et que le mélange des liquides ne puisse s'opérer par diffusion. Par exemple, MM. Crova et Garbe ⁽¹⁾ constituent une pile de Daniell, comme le représente la *fig.* 57. Dans l'une des branches d'un tube en U rempli d'une solution de sulfate de cuivre, puis saturé à 0° et parfaitement isolé, se place un tube en verre blanc à base de potasse (très hygrométrique), fermé à sa partie inférieure, et contenant une dissolution de sulfate de zinc pur saturée à zéro. Le niveau des deux liquides est inférieur à l'orifice du tube à sulfate de zinc, et il n'y a d'autre communication possible entre les deux liquides que par la couche d'humidité condensée sur les deux surfaces du verre. Dans les deux liquides plongent respectivement une tige de zinc amalgamé et une tige de cuivre mastiquées dans des bouchons de verre rodés à l'émeri, qui recouvrent les deux branches du tube en U.

quée par M. Latimer Clark, pour la force électromotrice de son élément étalon, est $1^{\text{volt}},457$; mais cette détermination ayant été faite, en admettant que l'étalon B. A. U de résistance représentait l'ohm exactement, il faut multiplier 1,457 par le rapport de l'étalon B, A, U à l'ohm, ce qui donne la valeur 1,437 indiquée dans le texte.

(¹) CROVA et GARBE, *Journal de Physique*, 2^e série, t. III, p. 299; 1884. (Voir aussi VON BEETZ, *Journal de Physique*, 2^e série, t. IV, p. 43.

Plus simplement encore, on peut, comme l'a proposé M. Ledboer, enfermer les deux électrodes dans des flacons à trois tubulures ⁽¹⁾, disposés comme l'indique la *fig. 58*, et que l'on

Fig. 57.

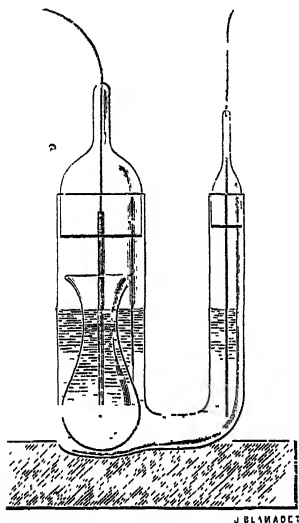
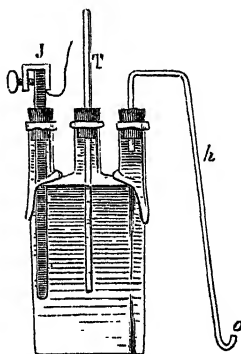


Fig. 58.



met en communication électrique, au moment de s'en servir, en plongeant les extrémités des tubes capillaires T dans un vase contenant de l'eau ou tout autre liquide conducteur. Chaque flacon est entièrement plein d'une solution saturée à 0° de sulfate de cuivre ou de sulfate de zinc. Quand la pile ne doit pas servir, on conserve les deux flacons séparément, le tube T de chacun d'eux plongeant dans la dissolution même qui a servi à remplir le flacon.

Ces éléments sont très constants. Il suffit d'avoir déterminé, une fois pour toutes, leur force électromotrice, par comparaison avec un Latimer-Clark.

MÉTHODES DE FECHNER ET DE WHEATSTONE. — Pour mesurer une force électromotrice, il suffit de la comparer à une force élec-

(¹) BOUTY, *Journal de Physique*, 2^e série, t. III, p. 327.

tromotrice connue. On peut y parvenir par des moyens variés : nous commencerons par décrire les plus anciens.

Il est clair que, si l'on augmente progressivement la résistance propre r d'un couple de quantités connues R, R', R'' , et qu'on mesure les intensités correspondantes, on a

$$i = \frac{E}{r + R}, \quad i' = \frac{E}{r + R'}, \quad i'' = \frac{E}{r + R''}, \quad \dots$$

En groupant ces équations deux à deux, on peut calculer les valeurs de E et de R qui y satisfont et prendre la moyenne des résultats. Cette méthode, qui est générale, a été indiquée par Ohm lui-même et adoptée par beaucoup d'observateurs, en particulier Fechner (¹). Mais elle ne peut s'appliquer qu'à des couples à action constante; car, si E et r , ou seulement l'une de ces deux quantités, varie dans le cours des expériences, on n'obtient plus que des résultats erronés.

Fechner a imaginé de faire passer le courant du couple à travers un galvanomètre dont la résistance R_1 est tellement supérieure à celle du couple, qu'on peut négliger celle-ci; on mesure les intensités par la déviation de ce galvanomètre et l'on a approximativement, pour les divers couples qu'on étudie,

$$i = \frac{E}{R_1}, \quad i' = \frac{E'}{R_1}, \quad i'' = \frac{E''}{R_1},$$

et, puisque R_1 est constant dans toutes les expériences, les intensités observées i, i', i'' sont proportionnelles aux forces électromotrices E, E', E'' que l'on veut comparer.

Sur le même principe on a établi des appareils modernes, désignés sous le nom de *voltmètres*, et qui ne sont que des galvanomètres étalonnés et de résistance très considérable par rapport à celle des piles dont on veut mesurer la force électromotrice. L'aiguille se déplace sur un cadran où sont inscrits directement les nombres de volts correspondant à la déviation. Ces instruments, d'un emploi essentiellement

(¹) FECHNER, *Maasbestimmungen der galvanischen Kette*.

pratique, ne sont pas susceptibles de donner des mesures de précision.

M. Ed. Becquerel ⁽¹⁾, auquel on doit de bonnes mesures, avait adopté la méthode de Fechner, en ce sens qu'il faisait passer le courant à travers deux bobines qui avaient une résistance trente mille fois égale à celle d'un couple de Grove ordinaire; mais il mesurait l'intensité à l'aide d'une balance électromagnétique imaginée par son père; c'est une balance ordinaire, très sensible, dont les plateaux supportent deux aimants de poids égaux suspendus verticalement par des fils au-dessus de deux bobines de résistance. Celles-ci sont traversées en sens inverse par le courant; l'une attire, l'autre repousse l'aimant qui lui correspond proportionnellement à l'intensité du courant, le fléau s'incline et l'intensité i est proportionnelle aux poids nécessaires pour rétablir l'équilibre. La force électromotrice est elle-même proportionnelle à i . Le rapport de deux forces électromotrices s'exprime donc, comme celui de deux courants, par le rapport des poids qui rétablissent l'équilibre de la balance ⁽²⁾.

Voici maintenant en quoi consiste la méthode de Wheatstone. On fait passer le courant d'un couple à travers un galvanomètre et un rhéostat, et l'on enroule le fil, 1^o de R , 2^o de $R + l$, jusqu'à obtenir successivement deux déviations δ et δ' qui doivent rester constantes dans toutes les expériences et qui correspondent à des intensités i et i' ,

$$i = \frac{E}{r + R}, \quad i' = \frac{E}{r + R + l},$$

d'où

$$\frac{1}{i'} - \frac{1}{i} = \frac{l}{E},$$

$$E = l \frac{ii'}{i - i'}.$$

(¹) ED. BECQUEREL, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XLVIII, p. 200; 1856.

(²) M. Becquerel employait un couple thermo-electrique comme étalon de force électromotrice.

Si l'on répète la même opération pour un autre couple A' , en ajoutant au circuit des longueurs de fil R' et $R' + l'$ suffisantes pour reproduire les mêmes déviations δ et δ' , le coefficient

$\frac{il'}{i - i'}$ ne change pas; il s'ensuit que le rapport des forces électromotrices E, E', \dots est égal au rapport δ des longueurs l, l', \dots du fil du rhéostat qu'il faut ajouter au circuit pour que le galvanomètre passe de la déviation δ à la déviation δ' .

Wheatstone ⁽¹⁾ a modifié sa méthode de la manière suivante, qui a ensuite été développée par MM. Lenz et Saweljew ⁽²⁾. On étudie d'abord une pile à courant constant dont la force électromotrice est nE , et l'on obtient, comme précédemment,

$$nE = l \frac{il'}{i - i'},$$

puis on interpose dans le circuit le couple dont on veut mesurer la force électromotrice E' . Je suppose qu'il soit tourné de manière à donner un courant opposé à celui de la pile; la force électromotrice du système sera $nE - E'$, et l'on aura, par la même méthode,

$$nE - E' = l' \frac{il'}{i - i'},$$

et, en retranchant $nE - E'$ de nE ,

$$E' = (l - l') \frac{il'}{i - i'},$$

d'où

$$\frac{E'}{nE} = \frac{l - l'}{l}.$$

Ces divers procédés exigent que le couple soit constant; car, s'il ne l'est pas, les liquides qu'il contient s'altèrent pendant qu'il est en activité, et les deux constantes de ce couple changent progressivement. D'un autre côté, la force électro-

(¹) WHEATSTONE, *Philosophical Transactions*; 1843.

(²) LENZ et SAWELJEW, *Pogg. Ann.*, LXVII, 497; 1846.

motrice effective E' que l'on mesure est diminuée par suite d'un phénomène que nous étudierons bientôt, la *polarisation des électrodes*, qui engendre une force électromotrice inverse de celle qu'on veut mesurer. Dans le cas où l'on associe le couple à étudier à une pile, le courant de cette pile change les polarisations et complique encore le phénomène.

MM. Lenz et Saweljew déterminaient directement l'effet de la polarisation et le retranchaient algébriquement du résultat mesuré. M. Ed. Becquerel, remarquant que cet effet se produit progressivement et qu'il est faible sur des lames de grande dimension, opérait avec des couples à large surface et ne mesurait que l'action initiale, qui est indépendante de cette cause perturbatrice.

MÉTHODE D'OPPOSITION. — Quand on réunit par leurs pôles de même nom deux piles différentes, leurs forces électromotrices nE , $n'E'$ se retranchent et le courant produit dans une résistance totale R a pour intensité

$$I = \frac{nE - n'E'}{R}.$$

La condition nécessaire et suffisante pour que I soit nul est que $nE = n'E'$; donc on peut opposer deux piles l'une à l'autre, et faire varier le nombre des couples de l'une d'elles jusqu'à ce que le courant soit nul. On a alors $nE = n'E'$. Tel est le principe de la méthode d'opposition proposée par J. Regnaud (¹).

Il prépara 60 couples thermo-électriques de bismuth et de cuivre, formés à peu près comme celui de la *fig. 21*. Toutes les tiges de bismuth avaient été coulées dans un moule commun; les fils de cuivre avaient été plongés dans le métal fondu et s'y étaient fixés pendant la solidification, sans l'intermédiaire d'aucun métal étranger. Ces éléments avaient la même force électromotrice, qui fut prise pour unité; ils furent réunis en une pile dont les soudures paires ou impaires plongeaient

(¹) J. REGNAULD, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XLIV, p. 453; 1855.

dans deux auges, l'une pleine de glace, l'autre remplie de cire, échauffées à 100° par un bain d'eau bouillante. Un curseur, auquel était attaché le rhéophore négatif, glissait suivant l'axe de cette pile et permettait de la terminer à un couple quelconque de rang n , de sorte que la force électromotrice totale était égale à ce nombre n .

Cela étant, J. Regnaud disposa un couple suivant le modèle de ceux de Daniell, avec les éléments suivants :

zinc, sulfate de zinc | sulfate de cadmium, cadmium.

Il opposa ce couple à la pile, et chercha par tâtonnements le nombre n d'éléments de celle-ci qu'il fallait mettre en fonction pour annuler le courant. Il trouva qu'il en fallait plus de 55, et moins de 56; par conséquent la force électromotrice du couple zinc-cadmium est égale à 55 fois celle d'un élément thermo-électrique ou à 55 unités, à $\frac{1}{55}$ près.

Mais, si l'on essayait la même expérience soit avec un couple de Grove, soit avec une pile hydro-électrique quelconque d'un certain nombre d'éléments, il faudrait une pile thermo-électrique beaucoup trop longue. Regnaud prit comme unité intermédiaire le couple zinc-cadmium; on en fit une pile de 1, 2, 3, ..., n éléments que l'on opposa à la pile dont on voulait mesurer la force électromotrice E qu'il s'agit d'étudier. Admettons qu'on trouve, par la même méthode, qu'elle est comprise entre m et $m + 1$ fois celle de l'unité intermédiaire, ou entre $55m$ et $55(m + 1)$. Ensuite, pour préciser la mesure, on opposera au même couple m éléments zinc-cadmium, et n éléments de la pile thermo-électrique jusqu'à annuler le courant produit; on trouvera ainsi

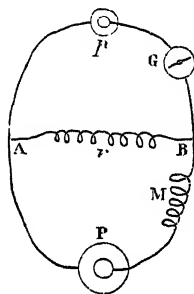
$$E = 55m + n.$$

Cette méthode, annulant le courant à l'instant des mesures, peut être pratiquée de manière à éliminer toute polarisation produite par le passage du courant; il suffit, dans chaque essai successif, de ne fermer le circuit du galvanomètre que pendant un temps très court et, quand on a atteint un premier équilibre, de vérifier, après un repos assez long pour que toute

trace de polarisation s'est disparu, si cet équilibre subsiste toujours.

MÉTHODE DE COMPENSATION. — On doit à Poggendorff (1) une méthode différente, connue sous le nom de *méthode de compensation*. La pile P, dont on veut mesurer la force électromotrice (fig. 59), comprend dans son circuit une dérivation AB, formée d'un rhéostat ou d'une boîte de résistances, et une seconde boîte de résistances placée en M. Une pile *p* auxiliaire, de force électromotrice connue *e* inférieure à la force électromotrice à mesurer *x*, est placée sur la dérivation avec un galvanomètre G. On règle d'abord la résistance *r* de AB, de sorte qu'il n'y ait pas de courant en ApB. En désignant par *r* la résistance, par *x* la force électromotrice de la pile P et en supposant d'abord le rhéostat M au zéro, on a, dans les circuits ApB, APB,

Fig. 59.



$$e = ir,$$

$$x = i(r + r'),$$

d'où

$$(1) \quad \frac{x}{e} = \frac{r' + r}{r};$$

on ajoute alors une résistance ρ dans le rhéostat M et l'on rétablit l'équilibre dans le galvanomètre G, en donnant à la résistance AB une nouvelle valeur r' . On a de même

$$(2) \quad \frac{x}{e} = \frac{r' + r' + \rho}{r'};$$

de (1) et (2) on tire par soustraction

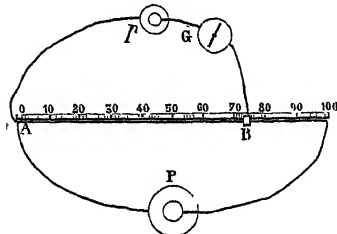
$$\frac{x}{e} = \frac{r' + \rho - r}{r' - r} \quad \text{et} \quad r' = \rho \frac{r}{r' - r}.$$

(1) POGGENDORFF, *Pogg. Ann.*, LIV, 161, et LX, 168; LXX, 60; 1841-1847.

On mesure donc à la fois la force électromotrice x et la résistance y ; mais la mesure n'est pas indépendante des polarisations qui peuvent se produire dans la pile P.

On opère habituellement d'une manière un peu différente, qui les élimine et qui a été indiquée par M. du Bois-Reymond ⁽¹⁾. Soient P une pile auxiliaire constante, p la pile

Fig. 60.



quelconque dont on veut déterminer la force électromotrice inférieure à P (*fig. 60*).

On établira d'abord la compensation à l'aide d'un rhéostat ou d'une boîte de résistances AB comprise dans le circuit PAB et réglée une fois pour toutes, de façon que la résistance de ce circuit soit invariable.

L'une des extrémités du circuit secondaire comprenant la pile p et le galvanomètre G est fixe, en A; l'autre B se déplace à volonté jusqu'à ce que l'intensité du courant en G soit nulle. Soient alors r la résistance AB, R la résistance totale, E la force électromotrice de P, x celle de p , on aura

$$(1) \quad \frac{x}{E} = \frac{r}{R};$$

on remplace ensuite la pile à étudier par un étalon de force électromotrice dans le circuit du galvanomètre et l'on déplace le point d'attache B de la dérivation, de façon à ramener le galvanomètre au zéro. On a alors, en désignant par e la force électromotrice de l'étalon,

$$(2) \quad \frac{e}{E} = \frac{r'}{R};$$

d'où, en comparant (1) et (2),

$$\frac{x}{e} = \frac{r}{r'}.$$

(1) DU BOIS-REYMOND, *Abhandlungen der Berliner Akademie*; 1862.

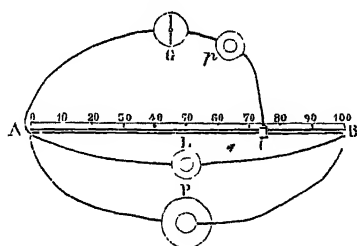
La force électromotrice et la résistance de la pile auxiliaire sont éliminées du résultat.

Cette méthode, appliquée avec les mêmes précautions que celle d'opposition, dont elle dérive directement, est à l'abri des polarisations qui pourraient se produire dans la pile p ; mais elle suppose la pile P rigoureusement constante. Cette condition est suffisamment bien réalisée par une pile de Daniell de grand modèle. Il convient de pratiquer une interruption sur le circuit ApB , de manière à ne le fermer que pendant un temps très court à chaque essai de compensation.

On constitue souvent la partie du circuit sur laquelle on mesure la résistance, par un fil rectiligne AB bien calibré, sur lequel se déplace un curseur. On réglera la résistance générale du circuit de la pile P de telle sorte qu'une longueur donnée du fil, par exemple 1^m , corresponde exactement à l'interposition d'un élément Latimer Clark. Alors 1^{mm} du fil équivaut à $\frac{1}{1000}$ de Latimer, et une simple lecture en millimètres donne immédiatement la force électromotrice à mesurer en millièmes de Latimer Clark, d'où l'on passera aisément à la mesure en volts en multipliant par 1,437 (1).

(1) On peut aussi laisser en place à la fois la pile L étalon (fig. 61), attachée aux extrémités AB du fil, et la pile p à étudier, attachée en A et C à la dérivation variable. Quand celle-ci possède la grandeur convenable il n'y a plus de cou-

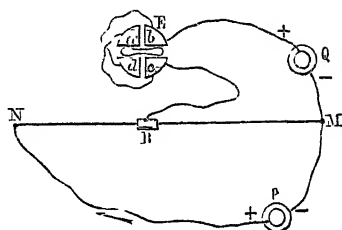
Fig. 61.



rant dans le circuit d'aucune des deux piles à comparer. Mais si, à partir de la position d'équilibre, on dérangeait tant soit peu la position de la dérivation variable, il y aurait à la fois courant en AGB et en ApC . Cette disposition est connue sous le nom de *potentiomètre* de Latimer Clark.

EMPLOI DES ÉLECTROMÈTRES. — Quand on mesure une force électromotrice par la méthode de compensation ou celle d'opposition, on peut remplacer le galvanomètre G qui, à l'instant de la mesure, n'est traversé par aucun courant, par un électromètre E : soit l'électromètre à quadrants, ou l'électromètre capillaire de M. Lippmann. La *fig. 62* représente l'une de ces

Fig. 62.



dispositions, analogue de la méthode de M. du Bois-Reymond. Elle a été employée notamment par M. Pellat ⁽¹⁾, en 1881, et, depuis lors, par un grand nombre d'expérimentateurs.

L'avantage de l'emploi des électromètres pour la mesure des forces électromotrices tient à ce que, le circuit de la pile Q (*fig. 62*), ne se trouvant jamais fermé, n'est le siège d'aucun courant, et que la pile Q ne peut se polariser même d'une manière momentanée. Aussi y a-t-on recours de plus en plus fréquemment.

(¹) PELLAT, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XXIV, p. 5; 1881, et *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. IX, p. 145.



CHAPITRE V.

ACTIONS CALORIFIQUES DES COURANTS. PHÉNOMÈNES THERMO-ÉLECTRIQUES.

Loi de Joule. — Température du circuit. — Électrocalorimètre à spirale.
— Phénomène de Peltier. — Son interprétation. — Transport électrique de la chaleur.

Phénomènes thermo-électriques dans un circuit formé d'un seul métal.
— Forces électromotrices thermo-électriques. — Série thermo-électrique. — Influence de la température. — Point neutre. — Mesure des hautes températures au moyen des couples thermo-électriques.
— Conservation de l'énergie dans les phénomènes thermo-électriques. — Application du principe de Carnot. — Valeur théorique de l'effet Peltier. — Vérifications expérimentales. — Valeur du pouvoir électro-thermique.

Piles thermo-électriques

ACTIONS CALORIFIQUES DES COURANTS.

LOI DE JOULE. — On doit à M. Joule (1) les premières expériences destinées à mesurer la chaleur développée dans les conducteurs quand ils sont traversés par des courants. Il faisait passer ces courants, d'abord à travers une boussole des tangentes, ensuite dans une spirale enroulée autour d'un tube de verre et dont la résistance R était connue : l'intensité I était déterminée par la boussole. La spirale était plongée dans un calorimètre rempli d'un poids connu d'eau, et l'élévation de température finale qu'elle lui communiquait permettait de calculer la chaleur ωt développée par le courant pendant le temps t de l'expérience.

1° La résistance R de la spirale demeurant invariable, M. Joule a d'abord fait changer l'intensité, soit en changeant

(1) JOULE, *Philosophical Magazine*, XIX; 1841.

la force électromotrice employée, soit en introduisant des résistances additionnelles, et il a trouvé que ω est proportionnelle au carré de I ,

$$\omega = \alpha I^2.$$

α ne dépend ni de la pile ni du circuit total, il ne varie qu'avec la résistance R de la spirale dont on va maintenant déterminer l'influence.

2° M. Joule intercala dans un même circuit plusieurs spirales successives, qui plongeaient chacune dans un calorimètre distinct. Leurs résistances étaient R' , R'' , R''' ; l'expérience, conduite comme précédemment, permet de mesurer les quantités de chaleur ω' , ω'' , ω''' , ... et l'on trouva qu'elles satisfaisaient à la formule précédente avec des valeurs différentes de α . Ces valeurs furent proportionnelles aux résistances et égales à

$$KR', \quad KR'', \quad KR''', \quad \dots, \\ \omega' = KR' I^2, \quad \omega'' = KR'' I^2, \quad \omega''' = KR''' I^2, \quad \dots,$$

et, en faisant la somme,

$$\omega' + \omega'' + \omega''' = K(R' + R'' + R''' + \dots) I^2.$$

Donc, en général, la chaleur ω développée dans une portion quelconque ou dans la totalité du circuit extérieur est proportionnelle à sa résistance R et s'exprime par

$$(1) \quad \omega = KRI^2.$$

Nous verrons ultérieurement sous quelles réserves la formule (1) est applicable aux piles et, par conséquent, au circuit tout entier.

Désignons par E la force électromotrice entre les deux extrémités d'un fil dont la résistance est R ; on a, d'après la loi de Ohm,

$$I = \frac{E}{R},$$

et, en remplaçant dans la formule (1) RI par sa valeur E ,

$$(2) \quad \omega = KEI,$$

on a de même pour la quantité de chaleur dégagée dans le fil pendant le temps t

$$\omega t = KEIt;$$

mais It est la quantité d'électricité Q qui a traversé le fil. On a donc la nouvelle expression

$$(3) \quad \omega t = KEQ.$$

La quantité de chaleur dégagée dans un fil est proportionnelle : 1° à la force électromotrice E entre les deux bouts du fil; 2° à la quantité d'électricité Q mise en circulation.

En ce qui concerne la valeur du coefficient K , rappelons que, d'après la définition même de la résistance dans le système électromagnétique, RI^2 désigne l'énergie électrique dépensée dans le fil par suite de la force électromotrice E existant entre ses deux extrémités. D'après le principe de l'équivalence, on doit avoir entre la quantité ω de chaleur dégagée et l'énergie dépensée RI^2 , la relation

$$(4) \quad \omega = \frac{1}{J} RI^2,$$

J désignant l'équivalent mécanique de la chaleur. Des équations (1) et (4), il résulte

$$(5) \quad K = \frac{1}{J}.$$

Le coefficient K est l'inverse de l'équivalent mécanique de la chaleur.

M. Garbe (1) a utilisé la formule

$$(2 \text{ bis}) \quad \omega = \frac{1}{J} EI,$$

(1) GARBE, *Journal de Physique*, 2^e série, t. III, p. 195; 1881.

pour vérifier la loi de Joule dans le cas particulier des lampes à incandescence, c'est-à-dire dans le cas de conducteurs en charbon, portés par le courant à des températures très élevées. A cet effet, il plongeait la lampe à incandescence dans un calorimètre de M. Berthelot, et déterminait : 1° la quantité de chaleur w cédée par la lampe dans l'unité de temps ; 2° la force électromotrice E entre les deux bornes de la lampe qu'il mesurait par compensation à l'aide d'un électromètre et d'éléments Daniell ; 3° enfin l'intensité électromagnétique du courant. Ces expériences ont vérifié la formule (1)² à moins de $\frac{1}{200}$ près. Dans l'une d'elles, le courant ayant une intensité de 0^{amp},926, le travail électrique $\frac{1}{J} EI$ dépensé dans la lampe en dix minutes a été l'équivalent de 430^{cal},9, tandis que w a été trouvé égal à 430^{cal},7. On a admis, pour l'équivalent mécanique de la chaleur, le nombre 428.

TEMPÉRATURE DU CIRCUIT. — Si l'on considère un fil dont la résistance est R , il recevra pendant l'unité de temps une quantité de chaleur égale à w ; sa température s'élèvera de θ , et θ deviendra constant quand la chaleur perdue par rayonnement sera égale à w . Or cette chaleur perdue sera proportionnelle : 1° à la surface extérieure du fil ou à πdl ; 2° à son excès de température θ , si l'on admet la loi de Newton ; 3° à un coefficient α qui représente le pouvoir émissif du fil dans les conditions de l'expérience, et qui ne variera que fort peu pour les diverses valeurs que peut prendre θ . On aura donc

$$W = \frac{1}{J} RI^2 = \pi dl \alpha \theta,$$

et, comme la résistance R est égale à $\frac{4l}{\pi d^2 k}$, et que l'intensité est égale au quotient de la force électromotrice E entre les extrémités du fil par sa résistance R , on a

$$\frac{1}{J} \frac{4l}{\pi d^2 k} I^2 = \frac{1}{J} \frac{4l}{\pi d^2 k} \frac{E^2}{R^2} = \pi dl \alpha \theta ;$$

d'où, en posant $M = \frac{4}{J\pi^2}$,

$$(6) \quad \theta = M \frac{1}{\alpha} \frac{1}{d^3} \frac{1}{k} I^2 = M \frac{1}{\alpha} \frac{1}{d^3} \frac{1}{k} \frac{E^2}{R^2}.$$

On tire de cette formule les conséquences suivantes :

1° Si le circuit extérieur est formé par une série de fils de même diamètre et de conductibilités différentes, placés bout à bout, les valeurs de θ correspondant à chaque fil seront en raison inverse de sa conductibilité spécifique k . Si, par exemple, on fait passer le courant dans une chaîne de fils de platine et d'argent de diamètres égaux, les mailles de platine s'échaufferont plus que celles d'argent : les premières pourront rougir et les dernières rester obscures. C'est une expérience qui a été faite par Children.

2° θ est en raison inverse de d^3 . Conséquemment, si une chaîne semblable à la précédente est interposée dans le circuit, et si elle est composée de fils de platine alternativement gros et fins, ceux-ci deviendront rouges et ceux-là resteront obscurs.

3° Puisque l'on a

$$R = \frac{4l}{\pi d^2 k},$$

d'où

$$Rk = \frac{4l}{\pi d^2},$$

lorsqu'on placera successivement dans le circuit des fils de platine et des fils d'argent de même diamètre d et de même longueur l , $R^2 k$ variera comme R , c'est-à-dire sera plus grand pour le platine que pour l'argent. Si l'on s'arrange pour que la force électromotrice E soit la même dans les deux cas, le platine s'échauffera donc moins que l'argent : c'est le contraire de ce qui arrive quand les deux fils sont à la fois placés dans le même circuit, à la suite l'un de l'autre.

4° La formule (3) montre que θ est indépendant de la longueur du fil considéré ; mais cette indépendance n'est qu'apparente, car plus ce fil sera long, plus sa résistance R sera

grande, et moins l'échauffement, pour une force électromotrice disponible donnée E , sera considérable, ce qui est conforme à l'observation.

5° θ est proportionnel au carré I^2 de l'intensité du courant. Si l'on augmente la dimension des couples, ce qui diminue leur résistance, et qu'on laisse le circuit extérieur invariable, l'intensité du courant, et par suite θ , augmentent. C'est ce qui a été constaté par tous les observateurs.

6° Enfin, puisque θ est inversement proportionnel au pouvoir émissif α , toutes les circonstances qui favorisent le refroidissement diminuent la température du fil : cela explique une expérience curieuse de Grove. Après avoir fait rougir dans l'air un fil de platine, avec le courant d'une pile, il le plonge dans de l'hydrogène, et il le vit redevenir obscur : c'est qu'en effet l'hydrogène est plus transparent que l'air pour la chaleur rouge ; en faisant rougir légèrement le fil dans l'hydrogène et faisant le vide, on voit encore le fil redevenir obscur, car le vide est d'une transparence absolue pour toutes les radiations.

7° Les phénomènes ne sont cependant pas aussi simples que nous venons de le dire en faisant cette discussion. Nous savons en effet que la conductibilité électrique des métaux diminue quand leur température augmente. Conséquemment, le premier effet du courant est d'échauffer le fil ; mais la réaction de cet échauffement fait diminuer k , qui devient

$$\frac{k}{1 + m\theta},$$

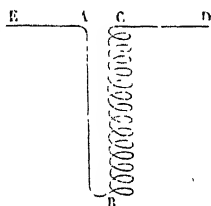
et augmenter la résistance R , qui devient $R(1 + m\theta)$, parce que chacune des parties qui la composent s'échauffe ; l'équation (6) devient donc

$$(7) \quad \theta = M \frac{1}{\alpha} \frac{1}{d^3} \frac{1}{k} \frac{1}{1 + m\theta} I^2 = M \frac{1}{\alpha} \frac{1}{d^3} \frac{1}{k} \frac{E^2}{R^2} \frac{1}{1 + m\theta}.$$

8° Ce changement, produit par la température dans la conductibilité k des fils et par suite dans la résistance totale du circuit, explique une fort singulière expérience que l'on doit

a Davy. Prenons un fil de platine homogène, composé d'une portion verticale ABC (*fig. 63*) et de deux parties très courtes CD et AE, puis faisons-le traverser par un courant d'une intensité suffisante pour l'échauffer tout entier jusqu'au rouge sombre. Plongeons ensuite la partie ABC dans de la glace, elle se refroidira jusqu'à zéro, mais AE et CD se réchaufferont jusqu'au rouge blanc. Cela tient à ce que, en refroidissant ABC, on diminue sa résistance partielle et par suite celle du circuit total; alors l'intensité I du courant augmente et, d'après la formule, il en est de même de la température θ dans toutes les autres parties du circuit. L'inverse a lieu, et CD et AE se refroidissent, si l'on échauffe la spirale par une lampe à alcool.

Fig. 63.



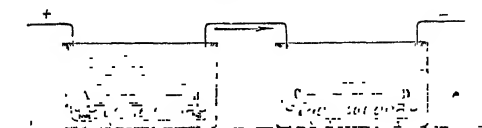
9° La formule $w = KRI^2$ nous montre que la quantité de chaleur w développée par un courant d'intensité constante I , dans un fil quelconque, pendant l'unité de temps, augmentera avec la température de ce fil, puisque R croîtra : cette conséquence a été justifiée par les expériences de Romney, Robinson et Grove.

Le premier fit passer un courant d'intensité I à travers un fil de platine qui était contenu dans un tube plein d'air au milieu d'un calorimètre. Ce fil s'échauffa fortement, et développa en un temps donné $5^{\text{cal}},5$. Ensuite on plongea le fil sans intermédiaire dans l'eau du calorimètre : il ne s'échauffa que très peu et l'on vit augmenter l'intensité du courant, parce que la résistance R avait diminué. Mais on ajouta au circuit un fil additionnel qui ramena l'intensité et la résistance totale du circuit à leur valeur primitive, et l'on mesura la chaleur produite dans le fil r : elle était réduite à $2^{\text{cal}},97$.

Grove scella deux fils de platine identiques dans deux tubes de verre qu'il remplit, l'un d'oxygène, l'autre d'hydrogène, et qu'il plongea dans deux calorimètres identiques (*fig. 64*), puis il fit passer un courant dans les deux fils à la fois. Ainsi que nous l'avons expliqué, le premier AB s'échauffa dans l'oxygène plus que le second CD dans l'hydrogène, et,

comme sa résistance devint plus grande, il échauffa l'eau davantage.

Fig. 64.



ÉLECTROCALORIMÈTRE A SPIRALE. — Le dégagement de chaleur $\frac{1}{J} RI^2$, produit par un courant dans un conducteur métallique de résistance R connue, peut servir à déterminer I . Au lieu de mesurer directement cette quantité de chaleur, comme l'ont fait depuis de nombreux expérimentateurs, de la Rive ⁽¹⁾ eut l'idée de mesurer l'échauffement θ et choisit à cet effet, comme résistance sensible, une spirale bimétallique analogue à celle qui constitue le thermomètre de Bréguet; quand on dirige un courant à travers la spirale, elle s'échauffe et se détord proportionnellement à l'échauffement θ et, si celui-ci est suffisamment faible, proportionnellement à I^2 , comme le montre la formule (6).

M. Roiti ⁽²⁾ dispose verticalement l'une au-dessus de l'autre deux spirales de Bréguet, l'une avec l'argent à l'intérieur, l'autre à l'extérieur; elles sont fixées par leurs extrémités opposées A, B' aux bornes qui amènent le courant, réunies par leurs extrémités libres B, A , vers le milieu de la hauteur de l'appareil à l'aide d'une petite tige dirigée suivant l'axe commun et portant un miroir, que l'échauffement des deux spirales tend à faire tourner dans le même sens. On mesure l'angle dont il se déplace par la méthode de Poggendorff.

Le système des deux spirales, soutenu par deux disques d'ébonite, est placé dans un cylindre en laiton, percé de nombreuses ouvertures et entouré d'une double enceinte contenant de l'eau, pour le mettre à l'abri des rayonnements

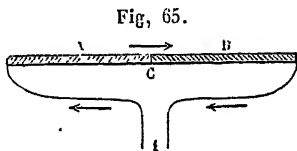
(1) DE LA RIVE, *Recherches sur l'électricité voltaïque*, t. III, p. 140; 1843.

(2) ROITI, *Nuovo Cimento*, t. XVII, p. 185; t. XVIII, p. 1; 1885, et *Journal de Physique*, 2^e série, t. V, p. 5-6.

extérieurs. Cet *électrocalorimètre* offre l'avantage de pouvoir être employé avec des courants alternatifs périodiques, qui n'impressionneraient pas le galvanomètre; il fournit alors la valeur moyenne de $\int I^2 dt$. On l'étalonnera par comparaison, comme un galvanomètre.

PHÉNOMÈNE DE PELTIER. — Outre les échauffements que le passage d'un courant détermine dans toute l'étendue d'un conducteur homogène, il y a des variations de température secondaires aux points de suture des conducteurs différents, quand ils sont placés à la suite les uns des autres. Ces phénomènes ont été découverts par Peltier ⁽¹⁾.

Considérons une règle formée d'antimoine en A, de bismuth en B (*fig. 65*) et dirigeons à travers la soudure C un courant allant de A en B, nous constatons que la température de la soudure est supérieure à celle des points voisins; tandis que, si le courant va de B en A, la soudure se refroidira au-dessous de la température de ces mêmes points. Le courant développe donc en C un effet calorifique particulier, différent de celui qui se produit dans les conducteurs en vertu de leur résistance. Cet effet change de signe avec la direction du courant, et consiste par conséquent en une dépense d'énergie quand le courant passe dans un sens, en une absorption d'énergie quand il circule en sens contraire. Il est à remarquer que le sens du courant qui refroidit est celui du courant thermo-électrique qui serait produit si l'on échauffait la soudure. Nous reviendrons ultérieurement sur cette relation importante, démontrée par Frankenheim ⁽²⁾.



Démontrons d'abord l'existence de l'effet thermique en question.

Pour cela, Peltier employa d'abord un thermomètre de Leslie (*fig. 66*). Il introduisait dans les deux boules *c, c'* deux

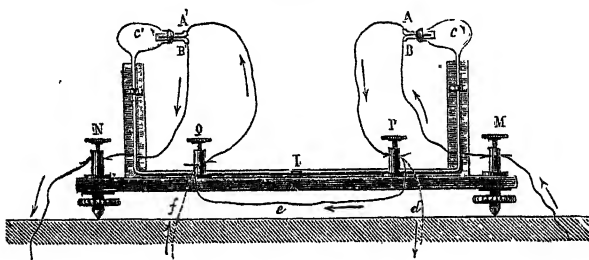
⁽¹⁾ PELTIER, *Annales de Chimie et de Physique*, 2^e série, t. LVI, p. 371; 1834.

⁽²⁾ FRANKENHEIM, *Pogg. Ann.*, XCI, 161; 1855.

J. et B., *La pile*. — IV, 2^e fasc. (4^e édit., 1888).

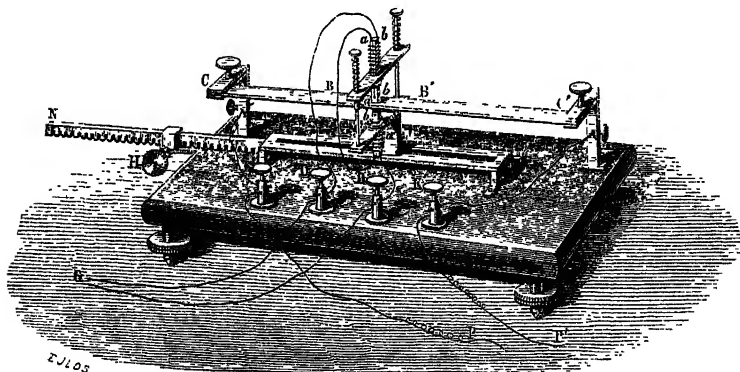
couples de bismuth et d'antimoine BA, A'B' disposés inversement dans un circuit à travers lequel il faisait passer un courant de M en N; ce courant allait du bismuth B à l'antimoine A dans la première boule *c*, qu'il refroidissait, et de l'antimoine A' au bismuth B' dans la seconde *c'*, qu'il chauffait.

Fig. 66.



fait. Les deux actions s'ajoutaient pour faire marcher l'index I. On peut diriger le courant dans un seul des deux couples : si c'est le second A'B', il s'échauffe toujours ; si c'est le premier AB, il se refroidit quand le courant est très faible et finit par s'échauffer, mais toujours moins que A'B', quand le courant qui le traverse prend une intensité progressivement croissante.

Fig. 67.



Peltier confirma ces conclusions par l'appareil ci-dessus (fig. 67). CC' est une règle horizontale composée de trois

parties, deux extrêmes, CB et B'C', de cuivre, l'autre moyenne, BB', de bismuth. On fait passer un courant dans la direction

CBB'C'

PE \rightarrow E'P'.

Il est inverse dans la soudure B et il doit la réchauffer; il est direct dans B' et il doit refroidir ce point.

On constate ces changements de température au moyen d'un thermomètre spécial que Peltier a nommé la *pince thermo-électrique*; elle est portée sur un curseur M qui glisse dans une coulisse et qu'on fait avancer ou reculer par une crémaillère N au moyen d'un pignon H; elle est constituée par deux éléments thermo-électriques, l'un inférieur, *a'b'*, qui presse sur la règle CC' en la soulevant, et l'autre *aa, bb*, placé au-dessus de cette même règle sur laquelle il est toujours appliqué en face de *a'b'* par des ressorts à boudin. Supposons que les deux mâchoires s'appuient sur une section de la règle qui soit échauffée, elles s'échaufferont aussi; un courant se produira dans l'élément supérieur; il passera de GD' à *bb*, traversera la soudure *ba* et reviendra de *a* en *b'* dans le couple inférieur. De *b'* à *a'* il se formera un autre courant qui s'ajoutera au premier, et tous deux reviendront de *a'* en D et en G. Si donc il y a en G un galvanomètre, il se déviara par l'effet de ces deux courants dont le sens est DGD'. C'est ce qu'on trouve quand la pince est placée sur la soudure B. Mais, quand elle presse la soudure B', on observe une déviation contraire qui prouve que B' est refroidi si le courant qui traverse CC' est faible; mais, quand ce courant augmente peu à peu d'intensité, la déviation devient nulle et change de sens, ce qui montre que la soudure finit par s'échauffer; cependant elle est toujours moins chaude que B.

Pour se débarrasser du réchauffement que le courant produit dans toutes les sections du conducteur CC', Lenz ⁽¹⁾ a employé de gros prismes de bismuth et d'antimoine; il creusait dans la soudure une cavité assez grande pour contenir le

(¹) LENZ, *Pogg. Ann.*, XLIV, p. 342; 1839.

réservoir d'un thermomètre sensible, et qu'il achevait de remplir avec de la limaille : la température baissait de 4° avec un courant direct dont l'intensité était convenablement réglée. Quand on versait dans la cavité de l'eau à 0° , elle se congelait, et la glace formée prenait la température de -4° .

Il y avait lieu de chercher d'après quelles lois varie la quantité de chaleur dégagée ou absorbée dans une soudure. Les premières recherches faites à cet égard sont celles de Frankenheim ⁽¹⁾ et de Quintus Icilius ⁽²⁾. Ce dernier faisait communiquer une pile thermo-électrique de 30 éléments avec un galvanomètre. et, par l'intermédiaire d'un commutateur, avec un couple faible. Il dirigeait le courant de ce couple dans la pile thermo-électrique, de l'antimoine au bismuth, à travers toutes les soudures paires, et du bismuth à l'antimoine à travers les soudures impaires ; les premières s'échauffaient, les secondes se refroidissaient. Quand l'équilibre était atteint, on faisait fonctionner le commutateur qui supprimait le courant et laissait la pile thermo-électrique en communication avec le galvanomètre. Au premier moment, celui-ci éprouvait une déviation proportionnelle à la différence de température des soudures de rang pair et impair ; on la mesura et l'on reconnut, par cette méthode détournée, que la différence de température des soudures est proportionnelle à l'intensité I du courant qui a traversé la pile. Il doit en être de même de la quantité de chaleur absorbée dans l'une de ces soudures et dégagée dans l'autre.

Cette conclusion, à laquelle était aussi arrivé Frankenheim, a été vérifiée depuis par d'autres expérimentateurs, en particulier par M. Edlund ⁽³⁾ et par M. Le Roux ⁽⁴⁾. On doit à ce dernier des déterminations calorimétriques directes effectuées sur un certain nombre de combinaisons thermo-électriques. Prenons pour exemple l'effet Peltier correspondant au couple cuivre-bismuth.

⁽¹⁾ FRANKENHEIM, *Pogg. Ann.*, XCI, p. 161 ; 1854.

⁽²⁾ DE QUINTUS ICILIUS, *Pogg. Ann.*, LXXXIX, p. 377 ; 1853.

⁽³⁾ EDLUND, *Pogg. Ann.*, CXL, p. 435 ; 1870.

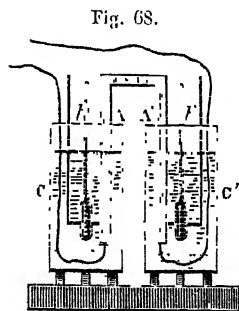
⁽⁴⁾ LE ROUX, *Recherches sur les courants électriques* (*Annales de Chimie et de Physique*, 4^e série, t. X, p. 201 ; 1867).

M. Le Roux forme une sorte de fer à cheval avec deux barreaux de bismuth rectangulaires, exactement de même longueur, de même section et de même poids, reliés à leur partie supérieure par une traverse de même métal soudée à chacun d'eux. A chacune des extrémités inférieures sont soudées deux lames de cuivre rouge aussi identiques que possible; ce sont ces lames qui établissent la communication avec la pile. Les deux branches verticales du fer à cheval plongent chacune, comme l'indique la *fig. 68*, dans un calorimètre en cuivre doré contenant 120^{gr} d'eau; ces calorimètres sont supportés par de petites pointes de bois, entourés d'une enceinte de fer-blanc poli et munis d'un agitateur. Dans chacun d'eux on plonge un bon thermomètre, permettant d'apprécier le $\frac{1}{100}$ de degré.

On dirige dans ce système un courant constant, dont on mesure l'intensité à l'aide d'une excellente boussole, et l'on mesure l'élévation de température des deux calorimètres.

Si les résistances des deux branches du couple étaient parfaitement égales, la différence des quantités de chaleur reçues par les deux calorimètres mesurerait le double de l'effet Peltier; mais, comme cette condition n'est jamais réalisée rigoureusement, il faut éliminer cette cause perturbatrice; on y parvient en renversant le sens du courant et observant pendant une durée égale la marche des deux calorimètres.

Le Tableau suivant est extrait du Mémoire de M. Le Roux; il indique le nombre de calories dégagées en une minute par un courant capable de réduire 1^{er},314 de cuivre par minute⁽¹⁾. Le courant est supposé dirigé du cuivre à l'un des métaux suivants.



(1) C'est-à-dire un courant de 66^{amp},22 environ.

Force électromotrice
en fractions de daniell.

	cal	
Antimoine E-B (1)	— 14,5	— 0,0149
Antimoine du commerce. —	5,4	— 0,0055
Fer	— 2,8	— 0,0028
Cadmium	— 0,51	— 0,00055
Zinc	— 0,43	— 0,0064
Maillechort	+ 2,75	+ 0,0027
Bismuth pur	+ 21,3	+ 0,0218
Bismuth E-B (2)	+ 28,8	+ 0,0294

Ces effets sont indépendants de l'étendue de la soudure, et l'on vérifie qu'ils sont exactement proportionnels à l'intensité du courant (3).

INTERPRÉTATION DU PHÉNOMÈNE DE PELTIER. — Le phénomène calorifique local, dont les soudures sont le siège, est l'équivalent d'un travail effectué par des forces dont l'action est également locale. Au sein d'un fil conducteur homogène, la seule force électrique agissant dans le sens du courant sur l'unité électrostatique d'électricité est $-\frac{dV}{dx}$; mais nous ignorons quelle est la nature des forces auxquelles une masse électrique est soumise dans la couche infiniment mince qui forme, si l'on peut ainsi s'exprimer, la *transition* d'un corps conducteur à un autre. Imaginons que ces forces locales ont un potentiel U et qu'elles s'annulent à de très faibles distances α, α' de part et d'autre du plan géométrique de la soudure. Le travail de ces forces sur une quantité d'électricité e (évaluée toujours en unités électrostatiques) sera

$$\mathfrak{E} = -e \int_{-\alpha'}^{+\alpha} \frac{dU}{dx} dx = e[(U)_{\alpha} - (U)_{\alpha'}],$$

(1) Alliage de M. E. Becquerel : 1⁶⁹ cadmium, 2⁶⁹ antimoine et $\frac{1}{5}$ du poids du mélange en bismuth.

(2) Alliage de M. E. Becquerel : bismuth 10, antimoine 1.

(3) M. Bellati a mesuré, par une méthode analogue à celle de M. Le Roux, la valeur de l'effet Peltier pour un couple fer-cuivre; nous reviendrons ultérieurement sur ce dernier travail.

$(U)_\alpha$, $(U)_{\alpha'}$ étant les valeurs du potentiel U dans les deux corps, aux distances α et α' , de part et d'autre. Ce travail est proportionnel à la quantité e d'électricité qui passe; il en est de même de son équivalent calorifique $\frac{e}{J}$. La quantité de chaleur produite à la soudure, pendant l'unité de temps, varie donc proportionnellement à l'intensité électrostatique (et par conséquent aussi électromagnétique) du courant, et change de signe quand on renverse la direction de celui-ci. Ce sont bien là les conditions révélées par l'expérience.

Nous ignorons jusqu'ici si les forces dont le potentiel est U se confondent ou non avec celles qui sont exercées par des masses électriques et dont nous avons désigné le potentiel par V . S'il y avait réellement identité, le phénomène de Peltier prouverait que, à la surface de séparation de deux conducteurs, il y a une différence brusque de potentiel et en mesurerait la valeur $(U)_\alpha - (U)_{\alpha'}$. On a calculé, dans le Tableau précédent, la force électromotrice électromagnétique correspondant à cette différence de potentiel.

Nous verrons plus tard que, dans un circuit ouvert, on constate entre les potentiels électrostatiques V_A , V_B de deux conducteurs en contact une différence constante et caractéristique de l'état de leurs surfaces libres. Mais il ne peut y avoir équilibre entre les deux conducteurs, comme l'observe très justement M. Clausius (¹), que si les forces particulières, apparemment exercées par la matière pondérable sur l'électricité font équilibre aux forces électriques proprement dites, résultant, au voisinage de la soudure, de la différence de potentiel $V_A - V_B$. Cet équilibre n'existe plus d'une manière rigoureuse, dans le cas des courants; car, autrement, le travail résultant des deux systèmes de forces serait nul, ce qui n'est pas, puisque le phénomène de Peltier se produit.

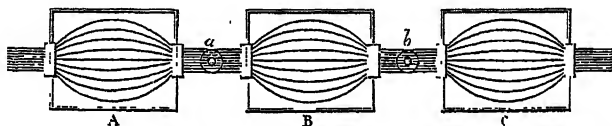
La différence de potentiel $(U)_\alpha - (U)_{\alpha'}$ ne mesure évidemment que la différence entre $V_A - V_B$ et la quantité analogue $W_A - W_B$ qui se rapporte aux forces antagonistes. Les forces

(¹) CLAUDIUS, *Die mechanische Behandlung der Electricität*, p. 175-176, Braunschweig, 1879.

électromotrices calculées dans le Tableau précédent sont en effet très inférieures aux forces électromotrices de contact mesurées directement par les procédés qui seront indiqués dans la suite.

TRANSPORT ÉLECTRIQUE DE LA CHALEUR. — Sir W. Thomson ⁽¹⁾ a découvert que, lorsque la température d'un fil métallique n'est pas la même en tous les points, l'échauffement d'une portion du fil produit par un courant est différent suivant que le courant est dirigé de la partie chaude à la partie froide du fil ou en sens contraire. Un paquet de fils de fer isolés, serré par des nœuds en *a* et en *b* (fig. 69), s'épanouit dans trois cuves

Fig. 69.



A, B, C, les deux extrêmes contenant de l'eau bouillante et la moyenne de l'eau froide; en *a* et *b* sont des thermomètres. Si l'on vient à lancer dans les fils de fer un courant dans la direction AB, ce courant est dirigé, dans la région où se trouve le thermomètre *a*, de la partie froide à la partie chaude du fil, et de la partie chaude à la partie froide dans la région du thermomètre *b*. On observe que les thermomètres *a* et *b* présentent une différence inégale suivant le sens du courant. Ainsi, dans une de ses expériences, sir W. Thomson a trouvé :

Sens du courant.	Thermomètre <i>a</i> .	Thermomètre <i>b</i>	Différence.
De A en C	51°,54	53°,30	1°,76
De C en A	51°,32	53°,29	1°,97

La moitié de la différence $1^{\circ},97 - 1^{\circ},76 = 0^{\circ},21$ mesure le phénomène. La différence est nulle quand les trois cuves sont à la même température.

(¹) W. THOMSON, *Philos. Transact.*, p. 649, 1846, et *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. LIV, p. 105.

M. Le Roux (1) a étudié le même phénomène en remplaçant les deux thermomètres de sir W. Thomson par les deux soudures d'un élément thermo-électrique. La différence de température indiquée par celui-ci varie, avec la direction du courant, dans le sens indiqué par les expériences de l'illustre physicien anglais; de plus, M. Le Roux a pu constater que la variation est proportionnelle à l'intensité du courant. On s'en convaincra par le Tableau suivant, relatif au maillechort, et dans lequel les quantités mesurées sont exprimées en unités arbitraires.

Intensité I du courant.	Différence D des indications de la pile thermo-électrique	$\frac{D}{I}$.	
0,783 ...	183	234	} courant direct.
0,567 ...	129	238	
0,456 ...	99	217	
0,278 ...	67	240	} courant inverse.
Moyenne...		232,25	

On peut donc affirmer que, quand un courant traverse un conducteur métallique en allant d'un point chaud à un point froid, il y a, outre le dégagement de chaleur correspondant à la résistance du conducteur, un dégagement de chaleur parasite, positif ou négatif, changeant de signe avec l'intensité du courant, et d'où résultent les différences observées par sir W. Thomson et M. Le Roux. Ce dégagement de chaleur est proportionnel à l'intensité du courant : s'il est positif quand le courant va du point chaud au point froid, on peut dire qu'il y a *transport de chaleur* dans le sens du courant; s'il est négatif, il y a transport de chaleur en sens inverse. De là le nom de *transport électrique de la chaleur* donné par sir W. Thomson à ce phénomène.

M. Le Roux a étudié le phénomène de sir W. Thomson avec un grand nombre de métaux. A cet effet, il a pris des barres métalliques d'espèce différente et de même longueur; il les a vernies de la même manière pour leur donner le même coeffi-

(1) LE ROUX, *Recherches sur les courants thermo-électriques* (*Annales de Chimie et de Physique*, 4^e série, t. X, p. 201; 1867).

cient de conductibilité extérieure h , les a échauffées ou refroidies par le même point, et a choisi leur section s , tout en leur conservant un périmètre p égal, de telle sorte que le quotient $\frac{hp}{ks}$ (où k représente le coefficient de conductibilité calorifique interne) ait pour toutes la même valeur. Dans ces conditions, la distribution de la température est la même dans toutes les barres, et pour comparer les quantités de chaleur transportées par un courant d'intensité égale à 1, ou ce que M. Le Roux appelle le *pouvoir électrothermique* du métal, il n'y a plus qu'à comparer la différence des indications fournies par la pile thermo-électrique quand le courant est direct ou renversé. Il est en effet bien évident que, si la température, au point touché par la pile thermo-électrique, s'élève de δt quand le courant est direct, baisse de δt quand le courant est inverse, la quantité de chaleur fournie à chaque instant par le courant et perdue par rayonnement à la surface de la barre a varié proportionnellement à δt . Le Tableau suivant donne les *pouvoirs électrothermiques* mesurés par M. Le Roux en unités arbitraires : le signe + correspond à un transport de chaleur dans le sens du courant, le signe — à un transport en sens contraire.

Métaux.	Pouvoirs électrothermiques.
Bismuth de M. Edm. Becquerel....	+ 73
Antimoine	+ 64
Cadmium.....	+ 31
Zinc	+ 11
Bronze d'aluminium.....	+ 6
Argent	+ 6
Cuivre	+ 2
Laiton.....	+ 0,3
Plomb	0
Étain	— 0,01
Aluminium	— 0,01
Platine.....	— 18
Antimoine de M. Edm. Becquerel...	— 24
Maillechort	— 25
Fer.....	— 31
Bismuth.....	— 31

D'après M. Haga ⁽¹⁾ le pouvoir électrothermique du mercure rapporté à une intensité de courant de 1 ampère serait de 0,00000069 à la température de 78°,5; celui du bismuth déduit des données de M. Le Roux serait égal à — 0,000000245.

On peut attribuer la production du phénomène de sir W. Thomson à une hétérogénéité produite dans un même métal par une différence de température, hétérogénéité plus ou moins analogue à celle qui existe à température fixe au point de contact de deux métaux différents. Le passage du courant, soit à travers une soudure, soit à travers un métal dont les divers points sont à des températures différentes, produit en effet des phénomènes analogues : dans les deux cas, on obtient un dégagement de chaleur positif ou négatif, proportionnel à l'intensité du courant et changeant de signe avec sa direction.

PHÉNOMÈNES THERMO-ÉLECTRIQUES.

CIRCUITS FORMÉS D'UN SEUL MÉTAL. — Lorsqu'on réunit par un fil conducteur homogène les deux extrémités d'un galvanomètre, il n'y a aucune raison pour qu'un courant s'établisse plutôt dans un sens que dans l'autre; aussi ne s'en produit-il aucun. La même symétrie existera encore, et l'aiguille du galvanomètre ne sera point déviée, si l'on chauffe le milieu du fil conducteur et même un point quelconque de sa longueur s'il est suffisamment éloigné de ses extrémités; mais, lorsqu'il existera quelque différence dans l'état du fil à droite et à gauche de la partie chauffée, il pourra se produire une force électromotrice et un courant : c'est en effet ce qui arrive le plus souvent.

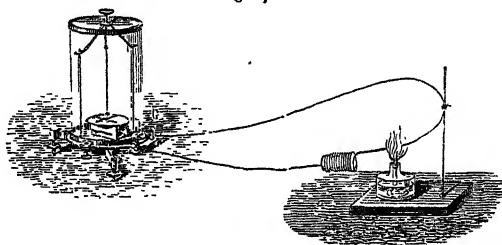
Ainsi Becquerel ⁽²⁾ fit voir (*fig. 70*) qu'en prenant un fil bien homogène, dans lequel on fait plusieurs nœuds superposés ou que l'on a contourné en spirale dans une partie de sa longueur, et l'échauffant en un point voisin, on obtient un

(¹) HAGA, *Wied. Ann.*, XXVIII, 179. 1886; *Journal de Physique*, 2^e série, t. VI, p. 106.

(²) BECQUEREL, *Annales de Chimie et de Physique*, 2^e série, t. XXIII, p. 135, 1823; t. XLI, p. 353; 1829.

courant allant, en général, de la partie chaude à la spirale ou au nœud, et quelquefois en sens inverse, comme cela arrive avec le zinc, l'étain et le cuivre. Ainsi encore, Seebeck (1) a remarqué, dans des circuits de bismuth chauffés par un point,

Fig. 70.



l'existence de courants analogues dont les directions changent quand l'échauffement a lieu d'un côté ou de l'autre de certains points neutres, et Matteucci (2) a prouvé que ces courants et ces inversions étaient liés à des particularités de la cristallisation.

Magnus (3) a reconnu qu'il n'y a point de courant quand on chauffe le point de réunion de deux fils de même nature et au même état physique, bien qu'ils aient des diamètres inégaux ou des surfaces diversement polies, ce qui exclut l'idée que le phénomène soit produit par une transmission inégale de la chaleur dans les deux sens; mais il a prouvé que toute différence dans la dureté du fil à droite et à gauche du point chauffé détermine infailliblement la naissance d'un courant, sans changer la conductibilité calorifique. Ce courant traversait le lieu d'échauffement, de la partie recuite à la partie écrouie, dans des fils de

laiton, argent, cuivre, platine, or,

et il donnait des déviations galvanométriques égales à

55°, 46°, 25°, 5°, 2°;

(1) SEEBECK, *Pogg. Ann.*, VI, 1, 133, 253; 1825.

(2) MATTEUCCI, *Pogg. Ann.*, XLIV, 629; 1838.

(3) MAGNUS, *Pogg. Ann.*, LXXXIII, 469; 1851.

il marchait, au contraire, de la partie écrouie à la partie recuite dans les métaux

argentan, zinc, étain, fer, plomb.

et produisait des déviations égales à

$^{\circ}34$, $^{\circ}32$, $^{\circ}30$, $^{\circ}4$, $^{\circ}0$.

MM. Jannettaz et Pilleur ⁽¹⁾ ont montré qu'une plaque soumise à des laminages répétés de manière à lui communiquer une texture schistoïde, ou ce que l'on appelle le *long-grain*, donne des courants thermo-électriques, quand on l'échauffe par son centre et qu'on appuie les extrémités du fil du galvanomètre sur la face opposée au centre B et au bord C. Le courant, toujours dirigé de B vers C, est particulièrement intense avec le zinc, très faible avec le cuivre.

Becquerel découvrit encore que l'on obtient des courants quand on joint au galvanomètre deux fils identiques, l'un chaud et l'autre froid, et qu'on ferme le circuit en les faisant toucher. Ces courants ont des sens différents, suivant les divers métaux, et quelquefois leur direction change avec la différence des températures.

Ces faits, et beaucoup d'autres que nous ne citons pas peuvent se résumer, en disant qu'une dissymétrie de structure à droite et à gauche d'un point que l'on chauffe fait naître une force électromotrice dans un circuit composé d'un même métal.

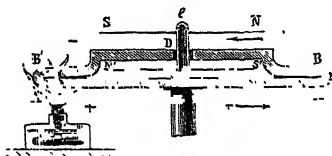
FORCES ÉLECTROMOTRICES THERMO-ÉLECTRIQUES. — Considérons actuellement un circuit formé de plusieurs métaux. Par exemple, prenons avec Seebeck ⁽²⁾ deux lames de bismuth et d'antimoine BB', AA' (*fig. 71*), soudées à leurs extrémités, de manière à former un circuit complet. Un système de deux aiguilles astatiques NS, N'S', posé sur un pivot Cc, occupe dans ce circuit la même position que dans un galvanomètre; il n'est point dévié si les températures sont égales aux deux extrémités

(1) JANNETTAZ et PILLEUR, *Journal de Physique*, 2^e série, t. V, p. 172; 1886.

(2) SEEBECK, *Ann. de Pogg.*, VI, p. 133 et 253; 1825.

AB, A'B'. Si donc des forces électromotrices existent aux points de soudure, ce qui est possible, ces forces électromotrices sont égales et de sens contraire, ce qui doit être par raison de symétrie ; mais, lorsqu'on vient à chauffer A'B', les aiguilles se

Fig. 71.



déplacent et accusent un courant qui va de A' en A et de B en B', et qui change de sens si c'est la soudure AB qui est échauffée.

Il y a donc des forces électromotrices développées par l'application de la chaleur aux soudures, ou tout au moins une modification des forces électromotrices qui pouvaient exister auparavant en ces points et qui s'annulaient exactement.

Tous les couples de métaux essayés produisent les mêmes actions avec des différences d'intensité. On le constate, soit en employant la disposition de Seebeck, soit à l'aide d'un électromètre introduit dans le circuit.

Nous nous proposons de trouver les lois que suivent les forces électromotrices thermo-électriques ainsi développées.

A cet effet, nous pouvons d'abord, comme le fit Becquerel, former avec divers métaux soudés une chaîne dont nous fixerons les bouts à un galvanomètre. Quand toutes les soudures de la chaîne sont à 0°, il n'y a point de courant, et nous en concluons que les forces électromotrices F_{AB} , F_{BC} , . . . , F_{PQ} , F_{QA} dont les soudures peuvent être individuellement le siège ont, même dans le cas de dissymétrie, une somme nulle, à moins que toutes ces forces ne soient individuellement nulles, ce que l'expérience actuelle ne permet nullement de décider. Quoi qu'il en soit, si nous chauffons l'une des soudures AB à 20° en maintenant les autres à 0°, la seule force électromotrice F_{AB} peut être modifiée d'une quantité f_{AB} ; il y a donc dans le circuit total une force électromotrice résultante f_{AB} que l'on peut déterminer par les procédés exposés précédemment; on mesurera de même f_{BC} , f_{CD} , . . . , f_{PQ} , f_{QA} , et comme, si toutes les soudures du circuit étaient uniformément à 20°,

le courant devrait aussi s'annuler, on trouvera comme vérification que

$$(1) \quad f_{AB} + f_{BC} + f_{CD} + \dots + f_{PQ} + f_{QA} = 0.$$

Dans le cas particulier de deux métaux seulement, cette relation devient

$$f_{AB} + f_{BA} = 0$$

ou

$$f_{BA} = -f_{AB}.$$

SÉRIE THERMO-ÉLECTRIQUE. — On pourra, en se fondant sur des observations de ce genre, classer les métaux en série, de telle sorte que chacun d'eux donne une force électromotrice thermo-électrique positive avec celui qui le précède et négative avec celui qui le suit. C'est ainsi que Becquerel put dresser le Tableau suivant qui représente l'ordre thermo-électrique, entre 0° et 20°, des échantillons métalliques qu'il étudia :

Bismuth,	Argent,	Or,
Nickel,	Étain,	Zinc,
Platine,	Plomb,	Fer,
Palladium,	Rhodium,	Arsenic,
Cobalt,	Laiton,	Antimoine.
Manganèse,	Cuivre,	

D'après la relation (1), la force électromotrice bismuth-antimoine (égale et de signe contraire à la force électromotrice antimoine-bismuth) est égale à la somme des forces électromotrices que donnerait chacun des métaux du Tableau accouplé avec le suivant. Cette force électromotrice est plus grande que celle qui correspond à une autre force électromotrice quelconque produite par un couple de métaux pris au hasard dans le Tableau, nickel-arsenic, par exemple, ou cobalt-fer, etc.

Le soufre modifie profondément les propriétés thermo-électriques des métaux. Le sulfure de bismuth est plus fortement négatif que le bismuth; la pyrite naturelle (sulfure double de cuivre et de fer) l'est encore davantage. Le protosulfure de cuivre est au contraire fortement positif. La pyrite et le sulfure

de cuivre forment, d'après M. Ed. Becquerel ⁽¹⁾, les deux extrémités de la série thermo-électrique.

INFLUENCE DE LA TEMPÉRATURE. — POINT NEUTRE. — Tant que l'excès t de température d'une soudure AB est très petit, la force électromotrice f_{AB} correspondante demeure sensiblement proportionnelle à cet excès; mais, quand t augmente beaucoup, on observe que f_{AB} , après avoir augmenté, devient maximum pour une température convenable t_0 , qu'on appelle *point neutre*, décroît ensuite et peut même changer de signe pour une autre température, que nous appellerons *point d'inversion*. En maintenant à 0° l'une des soudures du couple, M. Edm. Becquerel a observé l'inversion

Pour l'argent et le zinc	à 225°
» l'or et le zinc	à 150°
» le fer et le cuivre	au rouge sombre.

On peut, d'après MM. Avenarius et Tait ⁽²⁾, représenter la force électromotrice thermo-électrique de deux métaux, tout au moins entre 0° et 400°, par la formule

$$(1) \quad f_{AB} = M(T_1 - T_2) \left(T_0 - \frac{T_1 + T_2}{2} \right),$$

où T_1 est la température absolue de la soudure chaude, T_2 celle de la soudure froide, T_0 celle qui correspond au point neutre.

M. Tait appelle pouvoir thermo-électrique p_{AB} d'une soudure le facteur

$$(2) \quad p_{AB} = M \left(T_0 - \frac{T_1 + T_2}{2} \right)$$

qui, multiplié par la différence des températures, donne la force

⁽¹⁾ ED. BECQUEREL, *Annales de Chimie et de Physique*, 4^e série, t. VIII, p. 389; 1866.

⁽²⁾ TAIT, *Proceedings of the Royal Society of Edinburgh*, 1871-72. La même formule avait été indiquée par M. Avenarius quelques années auparavant (*Pogg. Ann.*, CXXII, p. 193; 1864).

électromotrice f_{AB} . Il est aisé de voir que ces pouvoirs thermo-électriques obéissent à la loi

$$(3) \quad p_{AB} + p_{BC} + \dots + p_{QA} = 0,$$

car, en multipliant le premier terme de (3) par $T_1 - T_2$, on obtient la somme

$$f_{AB} + f_{BC} + \dots + f_{QA},$$

qui est, nous le savons, essentiellement nulle (p. 143*).

Les pouvoirs thermo-électriques se prêtent à une représentation graphique commode. On prend pour abscisses les températures centigrades $t = T - 273$, pour ordonnées les pouvoirs thermo-électriques p rapportés au plomb et correspondant à

une température moyenne des deux soudures $\frac{T_1 + T_2}{2} = T$;

grâce à cette convention, l'équation (2) représente une droite dont le coefficient angulaire est M ; le point où elle coupe l'axe des x est le point neutre T_0 , correspondant au métal considéré associé au plomb. De plus, en désignant par A et B deux métaux quelconques, par C le plomb, on a

$$p_{AB} + p_{BC} + p_{CA} = 0,$$

d'où

$$p_{BA} = p_{BC} - p_{AC};$$

le pouvoir thermo-électrique de deux métaux quelconques A et B est donc égal à la différence de leurs pouvoirs thermo-électriques par rapport au plomb C, c'est-à-dire à la différence des ordonnées de leurs droites caractéristiques. Le point de rencontre de ces deux droites est le point neutre correspondant à l'association des deux métaux.

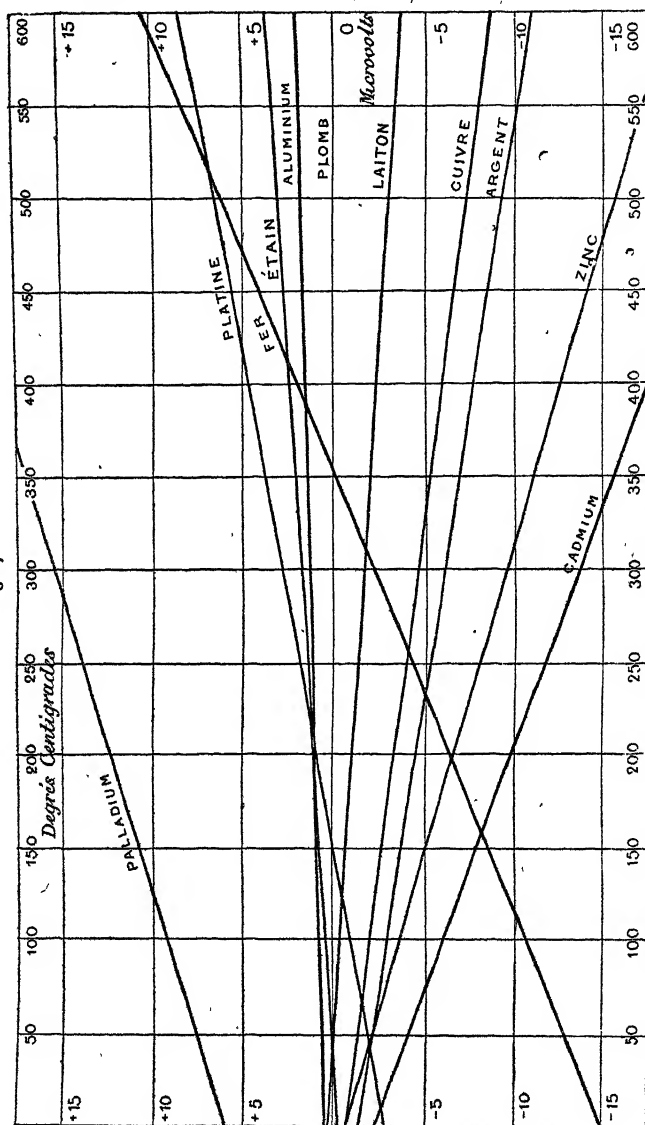
Pour calculer, à l'aide du diagramme (*fig. 72*), la force électromotrice d'un couple quelconque, fer-cuivre par exemple; entre deux températures T_1 et T_2 , on remarquera que cette force électromotrice est

$$f_{AB} = (T_1 - T_2) P_{AB}$$

et que P_{AB} se rapporte à une température $T = \frac{T_1 + T_2}{2}$. Cette

la valeur de P_{AB} est la médiane verticale cd du trapèze $a_1a_2b_2b_1$

Fig. 72.

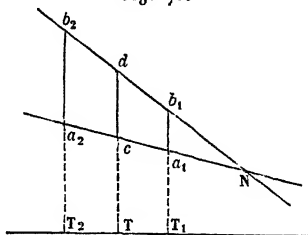


(fig. 73) formé par les droites figuratives et les ordonnées cor-

respondant aux températures extrêmes T_1 et T_2 . Le produit $(T_1 - T_2) P_{AB}$, ou $cd.mn$, est l'aire $a_1a_2b_2b_1$ du trapèze. Il faut remarquer toutefois que, si le point neutre N est compris à l'intérieur du trapèze, il faut considérer comme négatives les portions de l'aire situées au delà de ce point.

Soit, par exemple, à calculer la force électromotrice du couple cuivre-fer entre 0° et 100° . La température moyenne est 50 et la différence des ordonnées relatives aux pouvoirs thermo-électriques à cette température, évaluée en millionièmes de volt (microvolts), est $11,43$; en multipliant par la différence 100 des deux températures, on trouve, pour la force électromotrice cherchée, $0^{\text{volt}},001143$. Le Tableau suivant indique : 1^o les points neutres de divers métaux avec le plomb; 2^o la tangente de l'inclinaison de la droite figurative : il résume le diagramme et facilite les calculs numériques.

Fig. 73.



MÉTAUX.	POINT NEUTRE par rapport au plomb.	TANGENTE de l'angle avec la ligne du plomb.
Cadmium.....	— 69 ⁰	— 0,0364
Zinc.....	— 32	— 0,0289
Argent.....	— 15	— 0,0146
Cuivre.....	— 68	— 0,0124
Laiton.....	+ 27	— 0,0056
Plomb.....	"	"
Aluminium.....	— 113	+ 0,0026
Étain.....	— 43	+ 0,0067
Maillechort.....	— 314	+ 0,0251
Palladium.....	— 181	+ 0,0311
Fer.....	+ 357	+ 0,0420

millionième de volt
par degré centi-
grade.

MESURE DES HAUTES TEMPÉRATURES AU MOYEN DES COUPLES
THERMO-ÉLECTRIQUES. — Supposons que l'une des soudures du

couple est maintenue à 0°, la formule d'Avenarius peut se mettre sous la forme $f_{AB} = at \pm bt^2$, t représentant la température centigrade, a et b deux constantes. Cette formule est-elle assez rigoureusement applicable dans un intervalle de température très large, par exemple de 0° à 1500°, pour qu'on puisse faire servir un couple thermo-électrique à la mesure des hautes températures? Il ne semble pas qu'il en soit ainsi dans le cas général. D'abord il est difficile de trouver des métaux assez homogènes, dans leur structure, pour que les courants de Becquerel (p. 139*) ne soient pas comparables à ceux que produit une différence de température de 100° aux soudures, ce qui enlèverait toute précision et toute comparabilité aux mesures. M. Le Châtelier (1) a cependant reconnu que la formule est applicable, d'une manière assez satisfaisante, au couple platine-palladium, malgré l'irrégularité de structure de ce dernier métal. Ainsi, il a trouvé, pour diverses températures fixes connues, les valeurs suivantes :

	Points fixes.	Températures calculées.
Ébullition de l'eau.	100°	95° à 115°
Fusion du zinc.....	415	400 à 410
» de l'argent.....	954	955 à 965
» de l'or.....	1045	1035
» du palladium.....	1500	1550

Le couple qui a fourni les indications les plus constantes est formé de platine et de platine rhodié, mais la formule d'Avenarius ne lui est pas applicable. De 300° à 1200°, la force électromotrice de ce couple est représentée par

$$f_{AB} = a + bt,$$

avec assez d'exactitude pour que, dans cet intervalle, on puisse, à l'aide du couple, déterminer une température à 10° près. C'est ainsi que M. Le Châtelier a pu fixer à 650° le point de fusion de l'aluminium, à 1015° celui du sulfate de potasse : on ne possédait jusque-là que des données assez vagues sur ces deux points fixes.

(1) LE CHATELIER, *Journal de Physique*, 2^e série, t. VI, p. 23; 1887.

CONSERVATION DE L'ÉNERGIE DANS LES PHÉNOMÈNES ÉLECTROTHERMIQUES. — Nous avons étudié, d'une part, les actions calorifiques des courants dans les circuits métalliques; de l'autre, les courants produits par l'application de la chaleur aux diverses parties d'un tel circuit. Le temps est venu de chercher les relations qui subsistent entre les deux sortes de phénomènes.

Considérons un circuit entièrement métallique et immobile dans toutes ses parties. Quand il est le siège d'un courant, l'énergie peut se dépenser de trois manières :

1° Chaque partie du circuit s'échauffe proportionnellement à sa résistance et au carré de l'intensité I du courant. Soient R la résistance totale, J l'équivalent mécanique de la chaleur; la quantité de chaleur ainsi dépensée par seconde est

$$\frac{RI^2}{J}.$$

2° Les soudures s'échauffent ou se refroidissent proportionnellement à l'intensité du courant. En désignant par Π la quantité de chaleur positive ou négative dégagée par seconde à chaque soudure en vertu de la loi de Peltier et pour un courant égal à l'unité, la quantité totale de chaleur ainsi dégagée sera $I\Sigma(\Pi)$ par seconde.

3° Puisque la température diffère d'un point à l'autre du circuit, il y aura encore dans chacun des conducteurs un dégagement de chaleur parasite (phénomène de sir W. Thomson) proportionnel à l'intensité du courant comme l'effet Peltier, et de plus proportionnel, dans chaque élément de conducteur de longueur dl , à la différence dt de température de ses deux extrémités et à une fonction H inconnue de la température. La quantité totale de chaleur ainsi dégagée par seconde sera

$$I\Sigma(\int H dt).$$

En résumé, la quantité de chaleur Q dégagée par seconde dans le circuit, en vertu des trois causes que nous venons de signaler, sera

$$Q = \frac{RI^2}{J} + I[\Sigma(\Pi) + \Sigma(\int H dt)].$$

Comme, par hypothèse, le circuit n'est le siège d'aucune action chimique, qu'il n'y a aucune modification permanente dans l'état physique des métaux qui le composent, enfin aucun travail mécanique produit à l'extérieur, le principe de la conservation de l'énergie exige que la somme Q soit nulle, c'est-à-dire qu'il n'y ait ni chaleur perdue ni chaleur créée; on a donc

$$Q = 0,$$

c'est-à-dire

$$(1) \quad I \left[\frac{RI}{J} + \Sigma(\Pi) + \Sigma(\int H dt) \right] = 0.$$

Cette équation est satisfaite, soit quand

$$(2) \quad I = 0,$$

soit quand

$$(3) \quad I = - \frac{J[\Sigma(\Pi) + \Sigma(\int H dt)]}{R}.$$

Désignons par $\Sigma(E)$ la somme algébrique des forces électromotrices comprises dans le circuit; on a aussi, d'après la loi de Ohm, vérifiée expérimentalement ci-dessus pour les couples thermo-électriques,

$$(4) \quad I = \frac{\Sigma(E)}{R},$$

d'où

$$(5) \quad \Sigma(E) = -J[\Sigma(\Pi) + \Sigma(\int H dt)].$$

L'équation (5) nous apprend que les forces électromotrices comprises dans le circuit sont de deux sortes : les unes $-J\Sigma(\Pi)$ ont pour origine le phénomène de Peltier, les autres $-J\Sigma(\int H dt)$ le phénomène de sir W. Thomson. On ne peut se dispenser d'attribuer pour siège aux premières les soudures, et de supposer les secondes réparties dans toutes les parties du circuit où se produit le transport électrique de la chaleur; c'est-à-dire de les placer aux points mêmes où se produisent les absorptions ou les dégagements de cha-

leur, proportionnels à l'intensité du courant, que nous avons constatés.

Les mesures galvanométriques ne nous donnent que la résultante $\Sigma(E)$ de toutes les forces électromotrices et nous devons rappeler que, dans le cas d'un circuit ne comprenant que deux soudures maintenues aux températures absolues T_1 et T_2 , on a, au moins approximativement,

$$(6) \quad \Sigma(E) = f_{AB} = M(T_1 - T_2) \left(T_0 - \frac{T_1 + T_2}{2} \right);$$

T_0 indique la température du point neutre.

APPLICATION DU PRINCIPE DE CARNOT. — VALEUR THÉORIQUE DE L'EFFET PELTIER. — Considérons un circuit formé seulement de deux métaux et dont les soudures sont aux températures T et $T + dT$. Le principe de l'équivalence de la chaleur et du travail est exprimé par l'équation (5), laquelle se réduit, dans le cas actuel, à

$$E_{T+dT} - E_T = -J[\Pi_{T+dT} - \Pi_T + (H - H')dT];$$

H et H' désignent les valeurs de H pour les deux métaux et pour la température T . Cette équation peut s'écrire plus simplement

$$(7) \quad dE = -J[d\Pi + (H - H')dT].$$

Rappelons maintenant que le principe de Carnot, appliqué à un cycle réversible quelconque, aux divers points duquel sont dégagées des quantités de chaleur dQ , s'exprime par

$$(8) \quad \int \frac{dQ}{T} = 0.$$

Or les phénomènes dont un circuit métallique soumis à la chaleur est le siège sont les uns réversibles, les autres non réversibles.

Les phénomènes réversibles sont les dégagements de chaleur proportionnels à l'intensité du courant, car l'application

de la chaleur aux soudures engendre le courant, et réciproquement la production du courant entraîne la variation de température des soudures.

Quant au dégagement de chaleur prévu par la loi de Joule, il ne constitue pas un phénomène réversible; mais son importance est d'autant moindre que le courant est lui-même moins intense. Si l'intensité I est un infiniment petit du premier ordre, les dégagements de chaleur réversibles, proportionnels à l'intensité, sont aussi du premier ordre; le dégagement de chaleur non réversible prévu par la loi de Joule est un infiniment petit du second ordre, négligeable par conséquent. Quand on considère un circuit métallique traversé par des courants de plus en plus faibles, les phénomènes non réversibles dont il est le siège diminuent donc rapidement d'intensité, et à la limite, pour $I = 0$, les phénomènes réversibles subsistent seuls.

Cela posé, revenons au couple formé de deux métaux et dont les soudures sont à T et à $T + dT$. La force électromotrice dE et l'intensité du courant $\frac{dE}{R}$ sont des infiniment petits du premier ordre; les phénomènes calorifiques se réduisent donc aux phénomènes réversibles.

Pour constituer un cycle d'opérations fermé, on peut : 1° échauffer l'une des soudures A de dT , ce qui exige une première dépense de chaleur mdT ; 2° maintenir ensuite l'excès de température dT pendant un temps aussi long que l'on voudra; d'où résulte la production, pendant le même temps, des phénomènes réversibles de Peltier et de Thomson; 3° enfin ramener la soudure A à la température T ; elle restitue la quantité de chaleur mdT absorbée d'abord. Le circuit est alors revenu à son état primitif; le cycle d'opérations est fermé et réversible.

Nous pouvons donc en toute sécurité appliquer le principe de Carnot, c'est-à-dire l'équation (8). Nous obtenons ainsi

$$(9) \quad d\left(\frac{\Pi}{T}\right) + \left(\frac{H - H'}{T}\right) dT = 0.$$

Il suffit d'éliminer $H - H'$ entre les équations (7) et (9) pour

obtenir la valeur de Π . On tire de (9)

$$(10) \quad \left\{ \begin{aligned} H - H' &= -T \frac{d\Pi}{dT} \\ &= -\frac{T}{dT} \left(\frac{T d\Pi - \Pi dT}{T^2} \right) = -\frac{d\Pi}{dT} + \frac{\Pi}{T}; \end{aligned} \right.$$

d'où, d'après (7).

$$dE = -J \frac{\Pi}{T} dT,$$

$$(11) \quad \Pi = -\frac{T}{J} \frac{dE}{dT}.$$

VÉRIFICATIONS. — I. Le signe — devant le second membre de la formule (11) exprime que, quand $\frac{dE}{dT}$ est positif, le phénomène de Peltier consiste en une absorption de chaleur; en d'autres termes, une soudure est refroidie par un courant de même sens que celui qui résulterait d'une élévation de température de la soudure: c'est ce que l'expérience nous a déjà appris (*voir* p. 129*).

II. Au point neutre, $\frac{dE}{dT} = 0$; l'effet Peltier devrait être nul. Cette propriété n'a pas encore été vérifiée par l'expérience.

III. M. Bellati a mesuré avec un grand soin la valeur absolue de l'effet Peltier pour un couple fer-zinc dont il avait étudié la force électromotrice entre 0° et 220°. Il a trouvé que cette dernière était représentée dans ces limites par la formule

$$E = 917,77 t - 2,9488 t^2,$$

dans laquelle t représente la température centigrade $T - 273^\circ$. On a donc

$$\frac{dE}{dt} = 917,77 - 3,8976 t.$$

(*) BELLATI, *Atti del R. Istituto Veneto*, 5^e série, t. V; 1879. Analysé dans le *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. IX, p. 94; 1880.

En faisant $t = 13^{\circ}, 8$, température pour laquelle l'effet Peltier a été mesuré directement, et portant la valeur correspondante de $\frac{dE}{dt}$ dans la formule (11), on trouve

$$\Pi = 0^{\text{Cal}}, 005923;$$

l'expérience avait donné

$$\Pi = 0^{\text{Cal}}, 006065.$$

L'accord est aussi satisfaisant que possible, eu égard à la difficulté des mesures.

IV. Le quotient $\frac{\Pi}{\frac{dE}{dT}}$ doit, d'après la formule (11), être le

même pour tous les couples de métaux à une même température T quelconque. Cette conséquence présente un accord suffisant avec le résultat des recherches entreprises à cet égard par M. Edlund (¹).

V. Si l'on admet pour les forces électromotrices thermo-électriques la formule (6) d'Avenarius,

$$(6) \quad E = M(T_1 - T_2) \left(T_0 - \frac{T_1 + T_2}{2} \right),$$

on obtient par la formule (11)

$$(12) \quad \Pi = \frac{M}{J} T (T_0 - T).$$

Le phénomène de Peltier serait donc proportionnel à la température absolue T de la soudure et à la différence entre la température neutre T_0 et cette température T . On ne possède pas d'expériences faites en vue de vérifier ces propositions.

VALEUR DU POUVOIR ÉLECTROTHERMIQUE. — En admettant l'exac-

(¹) EDLUND, *Pogg. Ann.*, CXLIII, p. 404 et 534; 1871. Analysé par M. Ber-
tin dans les *Annales de Chimie et de Physique*, 4^e série, t. XXIII, p. 356.

titude de la formule (6) d'Avenarius, on obtient, d'après (10),

$$(13) \quad H - H' = \frac{d\Pi}{dT} - \frac{\Pi}{T} = -\frac{M}{J} T.$$

Si l'on suppose en particulier que le second métal est le plomb, pour lequel l'expérience a donné $H' = 0$, on aura simplement

$$H = -\frac{M}{J} T.$$

Le pouvoir électrothermique élémentaire serait donc proportionnel à la température absolue. M. Haga (1) a trouvé que cette proportionnalité existe pour le mercure, tout au moins contre les températures de 42° et de 128°, auxquelles il a limité ses expériences.

Nous ajouterons que c'est par l'application du principe de la conservation de l'énergie que sir W. Thomson a découvert théoriquement le phénomène du transport électrique de la chaleur avant d'en démontrer expérimentalement l'existence (2). Il remarque que, si l'une des soudures A est au point neutre, $\frac{dE}{dT} = 0$, et la chaleur absorbée à cette soudure est nulle, d'après l'équation (11); et cependant, si l'autre soudure B est à une température plus basse, il y a de la chaleur dégagée en B, laquelle doit avoir son origine quelque part ailleurs : de là la nécessité de trouver, ailleurs qu'aux soudures, des forces électromotrices, et par conséquent aussi des phénomènes thermiques proportionnels à l'intensité du courant.

PILES THERMO-ÉLECTRIQUES. — Nous terminerons ce Chapitre en indiquant les dispositions pratiques adoptées pour les diverses piles thermo-électriques que les physiciens ont mises en usage.

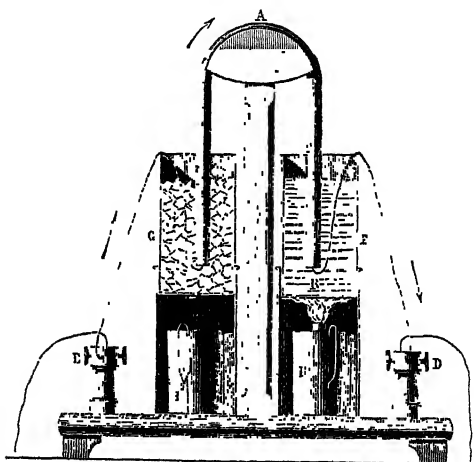
Pouillet employait des couples tels que celui qui est repré-

(1) HAGA, *Wied. Ann.*, XXVIII, p. 179; 1886. *Journal de Physique*, 2^e série, t. VI, p. 106.

(2) W. THOMSON, *Philosophical Transactions*, p. 649; 1846.

senté par la *fig.* 74. BAC est un cylindre de bismuth recourbé, aux extrémités C et B duquel sont soudés deux fils de cuivre ; les deux soudures sont plongées dans des vases dont l'un F est rempli d'eau échauffée par une lampe H, et dont l'autre contient de la glace. Il est clair que l'ensemble des forces électromotrices agira pour rendre le fil BD positif et le fil CE négatif,

Fig. 74.

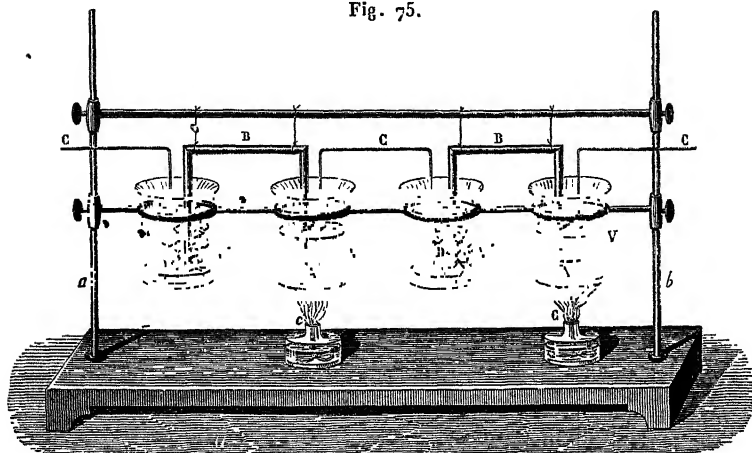


ou pour produire un courant dans le sens indiqué par les flèches, si D et E sont en communication par un conducteur. En réunissant un nombre quelconque de couples semblables orientés dans le même sens, on aura une pile thermo-électrique dont la force électromotrice sera proportionnelle au nombre des couples.

La *fig.* 75 représente une de ces piles, disposée pour la mesure des forces électromotrices. Nobili lui donna une forme beaucoup plus commode. Comme les soudures de rang pair ou impair doivent être toutes refroidies ou réchauffées en même temps, il imagina de disposer les soudures paires d'un côté et les soudures de rang impair de l'autre (*fig.* 76) ; de cette façon on met la pile en activité rien qu'en chauffant l'une de ses faces, et le courant change de sens si l'on change le

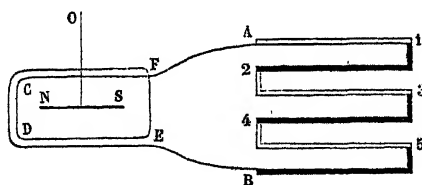
côté qu'on échauffe. Enfin on sait comment Nobili, en dimi-

Fig. 75.



nuant l'étendue des éléments et en multipliant leur nombre

Fig. 76.



(fig. 77), a réussi à donner à ces piles une sensibilité assez grande pour les employer à l'étude du rayonnement calorifique.

On construit aujourd'hui des piles thermo-électriques d'une grande puissance. La pile thermo-électrique de M. Bunsen ⁽¹⁾ est formée de pyrite de cuivre naturelle et de cuivre; les piles de M. Edm. Becquerel ⁽²⁾ sont composées de plaques de sul-

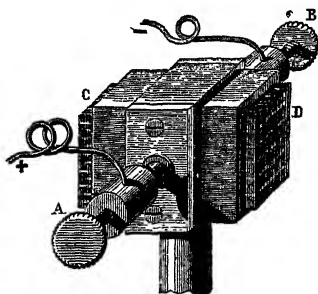
(¹) BUNSEN, *Pogg. Ann.*, CXXIII, p. 505; 1864.

(²) EDM. BECQUEREL, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XL, XLI et XLII; 1854-1855.

fure de cuivre fondu associées avec des fils de cuivre ou de maillechort. La force électromotrice de cette pile entre 0° et 800° est de 0^{volt},380 par élément.

Les piles de Marcus (¹) se composent de barreaux formés de deux alliages différents, par exemple d'un alliage de cuivre et de zinc comme métal positif et d'un alliage d'antimoine et

Fig. 77.



de zinc comme métal négatif. Les barreaux sont vissés ensemble par leurs extrémités de manière à former des grilles accolées en toit; les extrémités inférieures sont chauffées par un fourneau à gaz. Leur force électromotrice, dans les conditions où on les emploie, est de 0^{volt},04 par élément.

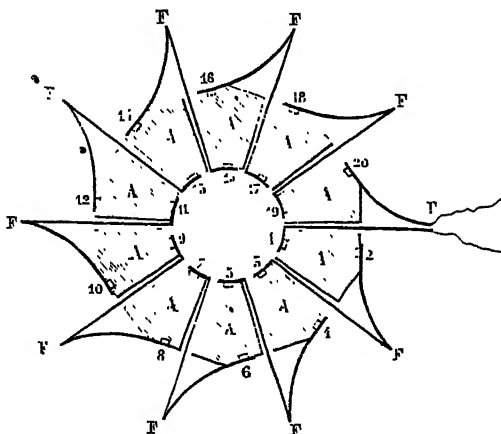
M. Clamond (²) a modifié la pile de Marcus de manière à l'adapter aisément aux usages journaliers et industriels. Les couples sont formés par un alliage de zinc et d'antimoine, associé au fer. Chaque série de 10 éléments forme une couronne circulaire disposée comme l'indique la *fig.* 78. Les soudures de rang impair se trouvent ainsi au centre de la couronne, celle de rang pair à la circonférence. Plusieurs séries de couronnes sont superposées et peuvent à volonté être réunies, soit en quantité, soit en tension. Pour mettre la pile en activité, on allume au centre (*fig.* 79) le gaz amené par un tuyau en terre réfractaire percé de trous : les soudures impaires

(¹) MARCUS, *Pogg. Ann.*, CX XIV, p. 629.

(²) CLAMOND, *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. III, p. 249; et *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXVIII, p. 925; 1874.

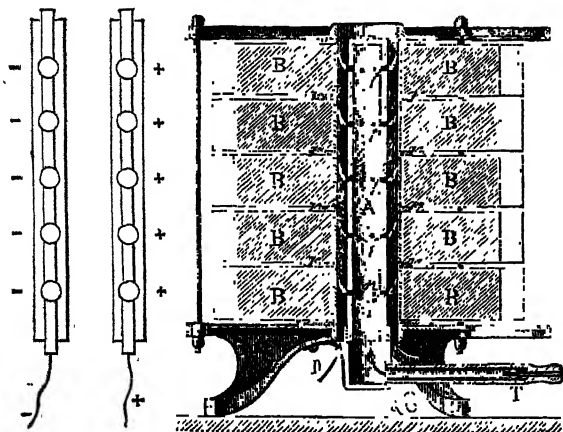
réunies par un lut isolant, de manière à former un tuyau concentrique, se trouvent ainsi portées à une température élevée.

Fig. 78.



Une pile de 50 couples dépense 170 litres de gaz à l'heure et

Fig. 79

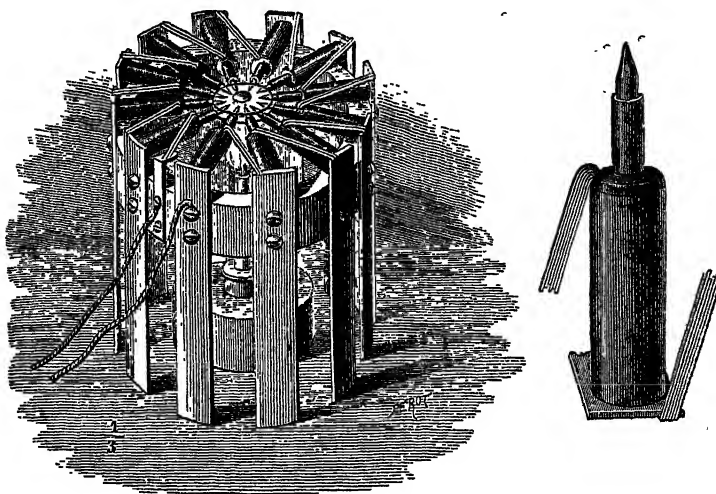


équivalent moyennement à $1 \frac{2}{3}$ bunsen. On peut aussi employer le coke brûlé dans un foyer spécial dont la cheminée chauffe

les soudures centrales de la pile. Une pile de ce dernier système de 3000 éléments a pour force électromotrice 109^{volt} et pour résistance $15^{\text{ohms}},5$; elle exige une dépense de 5^{kg} de coke à l'heure.

La pile de Noé est une modification de la pile de Marcus. Elle est formée de maillechort et d'un alliage à base d'anti-

Fig. 80.



moine ⁽¹⁾. Les soudures chaudes sont renfermées dans une capsule de laiton, chauffée elle-même par l'intermédiaire d'une tige de cuivre rouge terminée en cône et qui est plongée dans la flamme d'un bec de gaz. Les soudures froides sont munies de lames de cuivre mince, qui offrent une grande surface au refroidissement (*fig. 80*).

(¹) *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. VIII, p. 230; 1879.

CHAPITRE VI.

ÉLECTROLYSE.

Conducteurs électrolytiques. — Sels fondus. — Sels dissous. — Actions secondaires. — Mesure électrolytique de l'intensité des courants. — Loi de Faraday. — Extension de la loi de Faraday.

CONDUCTEURS ÉLECTROLYTIQUES. — Jusqu'ici nous n'avons considéré la propagation de l'électricité que dans les *conducteurs métalliques*. Ceux-ci n'éprouvent, par le passage de l'électricité, aucune modification durable, soit de structure, soit d'état chimique : le seul travail exécuté par le courant dans ces conducteurs consiste dans les actions calorifiques que nous avons étudiées. Il est à remarquer que *la conductibilité électrique de tous les corps de cette classe décroît quand la température s'élève*.

On sait depuis longtemps que, quand on joint les deux pôles d'une pile par deux fils métalliques et qu'on réunit leurs extrémités libres par l'intermédiaire de certains composés chimiques liquides ou dissous, ceux-ci sont progressivement décomposés et le circuit métallique est traversé par un courant dont on peut mesurer l'intensité au galvanomètre. Dès 1800, Carlisle et Nicholson (1) constataient ainsi la décomposition par la pile de l'eau acidulée, et bientôt leur expérience fut étendue à un grand nombre de composés binaires ou ternaires, fondus ou dissous.

Ce qu'il y a de particulièrement remarquable, c'est que la masse même des conducteurs électriques de cette nouvelle espèce n'éprouve en apparence d'autres modifications que celles dont un conducteur métallique est le siège. Si le cou-

(1) CARLISLE, *Nicholson's Journal of natural Philosophy*, t. IV.

J. et B., *La pile*. — IV, 2^e fasc. (4^e édit., 1888).

rant est suffisamment intense, ils s'échauffent; mais une portion de leur masse, isolée du reste et soumise à l'analyse à un moment quelconque, se montre toujours d'une composition identique; les produits, solides, liquides ou gazeux de la décomposition apparaissent *exclusivement* aux surfaces de contact de ces corps et des conducteurs métalliques du courant.

Les corps décomposés par le courant ont reçu de Faraday le nom d'*électrolytes*; les conducteurs métalliques où apparaissent les produits de la décomposition sont les *électrodes*, et l'acte même de la décomposition par le courant se nomme *électrolyse* ou *électrolyse* (¹).

Nous étudierons d'abord la nature chimique des produits de l'électrolyse et les lois quantitatives de leur mise en liberté par le courant. Tel sera l'objet spécial de ce Chapitre. Il conviendra ensuite d'étudier les électrolytes : 1° dans leur masse même, c'est-à-dire au point de vue de leur conductibilité; 2° au contact des électrodes, c'est-à-dire au point de vue des forces électromotrices qu'ils développent.

SELS FONDUS. — Une première catégorie d'électrolytes est fournie par les sels anhydres fondus (chlorures métalliques, chlorate de potasse, sulfate de potasse, borate de plomb, acétate de plomb, nitrate d'argent, etc.). Ces corps, fondus dans un creuset ou dans un tube de matière inattaquable, reçoivent deux électrodes que nous supposerons également inattaquables. Par exemple, s'il s'agit des sels de plomb, on peut employer un creuset de fer, qui servira lui-même d'électrode négative, et plonger dans la masse du sel fondu une lame de platine : ce sera l'électrode positive.

Quelle que soit la constitution binaire ou ternaire de l'électrolyte fondu, *c'est toujours le métal et le métal seul qui apparaît à l'électrode négative*. Ainsi le chlorure, l'acétate ou le borate de plomb donneront toujours un dépôt de plomb sur l'électrode négative, sans dégagement d'aucune espèce de gaz;

(¹) L'électrode par où sort le courant est souvent désignée sous le nom de *cathode*; celle par où il pénètre est l'*anode*. Tous ces mots sont masculins, d'après leur étymologie, mais l'habitude de les faire féminins semble avoir prévalu.

le chlorure de potassium, le chlorate ou le sulfate de potasse donneront du potassium; les chlorures alcalins ou alcalino-terreux, le métal correspondant, qui, généralement plus léger que le sel fondu, viendra brûler à la surface du bain, à moins qu'on ne le retienne sur l'électrode en donnant à celle-ci une forme appropriée.

Le chlore uni au métal dans les chlorures, l'oxygène et l'acide anhydre (ou ses éléments), dans les sels ternaires, apparaissent au pôle positif.

Sous le rapport de leur décomposition électrolytique, il n'y a donc aucune distinction à établir entre les sels haloïdes et les sels proprement dits : ils doivent être considérés comme ayant une constitution électrique binaire. Le métal ou *élément électropositif* (qui se porte au pôle négatif) est uni à un radical (simple dans les sels haloïdes, complexe dans les autres) qu'on nomme *radical électronégatif* et qui se porte au pôle positif. Le symbole général



peut servir à caractériser ce mode de décomposition. Le radical \bar{A} est le chlore dans les chlorures, le groupement $SO^4 = SO^3 + O$ dans les sulfates, $ClO^4 = ClO^3 + O$ dans les chlorates, etc.

Les deux éléments suivant lesquels un électrolyte se scinde sous l'influence du courant ont reçu de Faraday le nom d'*ions* ⁽¹⁾.

SELS DISSOUS. — La deuxième catégorie d'électrolytes est constituée par *les sels, les acides hydratés, les bases hydratées et les corps de constitution analogue* en dissolution dans l'eau, dans l'alcool ou dans tout autre liquide isolant.

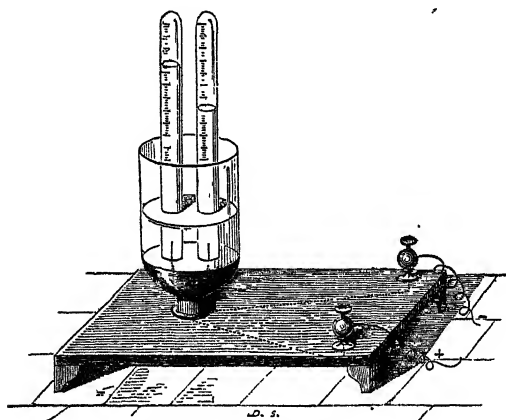
L'eau, les composés binaires des métalloïdes, les acides ou les bases non susceptibles de s'hydrater dans leurs dissolutions, enfin toutes les substances organiques (alcools, éthers simples ou composés, aldéhydes, sucres, matières albuminoïdes) dont la constitution n'est pas comparable à celles des

(1) Le métal est le *cathion*; le radical électropositif l'*anion*.

sels offrent au courant une résistance énorme, d'autant plus grande qu'ils sont d'une pureté plus parfaite ; ils ne présentent pas de trace de décomposition suffisante pour qu'on puisse savoir quels en seraient les produits normaux. On ne peut donc les considérer comme de véritables électrolytes.

Pour décomposer par le courant un électrolyte dissous, on le place dans un vase de verre où l'on fait arriver les deux électrodes, soit directement par la partie supérieure, soit par la partie inférieure au travers de laquelle elles sont mastiquées, comme le représente la *fig. 81*. On peut alors les re-

Fig. 81.



couvrir d'une cloche et recueillir les produits gazeux de l'électrolyse. L'appareil ainsi construit est connu sous le nom de *voltamètre*.

Nous supposons d'abord que l'électrolyte dissous renferme un métal proprement dit : c'est du chlorure de zinc, du sulfate de cuivre, du nitrate d'argent par exemple, et les électrodes sont en platine. *Le métal seul se porte à l'électrode négative*, et recouvre le platine, tandis que les radicaux Cl , SO^4 , AzO^6 , ou leurs éléments, apparaissent à l'électrode positive suivant le symbole



Le résultat essentiel est le même que si l'on électrolysait le sel fondu ; le dissolvant n'intervient que d'une manière indirecte ; son action ne modifie pas la nature du phénomène électrolytique.

L'électrolyse d'un acide en dissolution paraît, au premier abord, plus complexe. Introduisons dans le voltamètre de l'acide sulfurique étendu, nous recueillerons au pôle négatif un certain volume d'hydrogène, au pôle positif un volume d'oxygène moitié moindre : c'est l'expérience de Carlisle et Nicholson, que l'on invoque depuis longtemps, dans les Cours de Chimie, pour démontrer la composition de l'eau en volume. On a en effet admis pendant longtemps que c'est l'eau qui est électrolysée, l'acide sulfurique n'intervenant que pour communiquer à cette eau la conductibilité électrique qui lui manque.

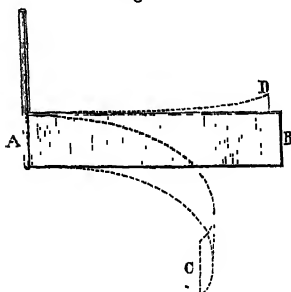
Cette explication se rapproche de celles que les alchimistes donnaient de leurs opérations, quand ils croyaient fixer sur le plomb la couleur de l'or. Cela suffirait déjà à nous convaincre que l'expérience qu'il s'agit d'expliquer a dû être analysée d'une manière imparfaite. Et en effet, si l'on sépare les deux électrodes du voltamètre par une cloison poreuse, de manière à empêcher le mélange des diverses portions du liquide, on constate que l'acide sulfurique se concentre autour du pôle positif où se dégage l'oxygène. Les éléments du radical SO^4 se portent donc au pôle positif, comme dans l'électrolyse du sulfate de cuivre. Il est naturel d'admettre que c'est un hydrate de l'acide sulfurique, $\text{SO}^3 + n\text{HO}$, que le courant décompose, et que l'hydrogène joue ici le même rôle que le métal d'un sel proprement dit.

Cette manière d'envisager les phénomènes est d'autant plus naturelle que les dissolutions d'acides anhydres, telle que la dissolution pure d'acide carbonique par exemple, ne rentrent pas dans la catégorie des électrolytes. Le dissolvant intervient donc dans l'électrolyse des acides, mais seulement pour fournir l'un des éléments de la combinaison électrolytique. Celle-ci préexiste au passage du courant. Elle est toujours électrolysée suivant le symbole binaire

par le courant, se trouvera redissoute par suite d'un phénomène secondaire. Toutes ces complications doivent être prises en considération dans la pratique de la galvanoplastie, de la dorure et de l'argenture galvaniques; elles ne doivent pas être perdues de vue quand on veut mesurer l'intensité des courants par les actions chimiques qu'ils produisent.

B. Dans la décomposition de l'acide sulfurique étendu, l'électrode négative absorbe souvent des quantités assez considérables d'hydrogène. Le platine récemment purgé de gaz peut absorber 80 fois son volume d'hydrogène; le palladium en absorbe 600 fois son volume, d'après MM. Troost et Hautefeuille ⁽¹⁾, en formant une substance bien définie dont la formule est Pd^{H} , et dont la tension de dissociation est invariable

Fig. 82.



à une température déterminée. La substance ainsi produite a un volume supérieur à celui du palladium qu'elle contient; elle est détruite par la réaction secondaire exercée par l'oxygène, quand on emploie le palladium hydrogéné comme électrode négative.

On peut profiter de ces propriétés pour montrer aux yeux les phénomènes présentés par une électrode de palladium. Une lame AB de ce métal (*fig. 82*), vernie sur sa face antérieure, est employée comme électrode négative dans la décomposition de l'eau acidulée par l'acide sulfurique. Dès que le courant passe, elle absorbe de l'hydrogène par sa face non vernie qui, augmentant de volume par le fait de cette absorption, devient plus large; la lame se courbe en avant comme on l'a représenté en AC. Quand ensuite on renverse le sens du courant, la lame perd son hydrogène; elle revient à son volume primitif et même à un volume

⁽¹⁾ *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXVIII, p. 686; 1874.

un peu moindre; elle s'infléchit légèrement en arrière, comme on le voit en AD.

M. Troost, qui a particulièrement étudié le palladium hydrogéné, a reconnu que l'absorption de l'hydrogène ne se limite pas à la formation du composé Pd^4H . Celui-ci dissout encore de l'hydrogène et finit par en contenir 936 fois son volume, ainsi que l'avait d'abord établi Graham ⁽¹⁾, auquel on doit la découverte du palladium hydrogéné. Mais alors la tension de dissociation n'est pas fixe; on n'a plus affaire à un composé défini.

Le nickel, surtout le nickel poreux obtenu par la réduction de l'oxyde et qu'on trouve dans le commerce sous la forme de cubes, absorbe jusqu'à 100 ou 200 fois son volume d'hydrogène par l'électrolyse ⁽²⁾; cette propriété subsiste en partie dans les alliages de nickel; le fer et la plupart des métaux absorbent encore des traces d'hydrogène.

La propriété du platine peut, dans les premiers instants de l'électrolyse, fausser les indications du voltamètre. Pour être sûr d'éviter absolument l'absorption d'hydrogène, il faut donner à l'électrode négative la plus petite surface possible.

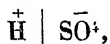
III. Les actions secondaires les plus fréquentes se produisent aux dépens de la liqueur électrolytique elle-même. Nous en avons déjà vu un premier exemple dans la formation d'acide hydraté autour du pôle positif. Nous allons en indiquer beaucoup d'autres; mais comme, dans le cas des sels et principalement des acides dissous, on ne connaît pas *a priori* la nature exacte du radical électropositif, il se peut que l'on attribue parfois à une réaction exercée sur le liquide par le radical dont on admet à tort l'existence ce qui n'est qu'un mode particulier de décomposition éprouvée par le radical vrai.

A. Ainsi, dans l'électrolyse des dissolutions d'acide sulfurique, on peut obtenir autour du pôle positif suivant la concentration, soit de l'eau oxygénée HO^2 , soit de l'acide persul-

(1) GRAHAM, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXVIII, p. 101; 1869.

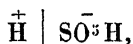
(2) RAOULT, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXIX, p. 826.

furique S^2O^7 , HO découvert par M. Berthelot ⁽¹⁾. Si l'on admet, comme on le pensait jadis, que l'électrolyte est l'acide sulfurique monohydraté SO^3 , HO, l'électrolyse a lieu suivant le symbole



et l'eau oxygénée ou l'acide persulfurique résultent d'une oxydation exercée par l'oxygène électrolytique, soit sur l'eau ou sur l'acide sulfurique.

Si, au contraire, on attribue à l'électrolyte la formule SO^3 , 2HO , l'électrolyse a lieu suivant le symbole



et l'eau oxygénée résulte de la décomposition du radical, $\text{SO}^{\bar{3}}\text{H}$, suivant la formule



Il convient de remarquer que, d'après M. Richarz ⁽²⁾, le maximum de production de l'eau oxygénée dans l'électrolyse des dissolutions d'acide sulfurique correspondrait à peu près à une concentration de 80 pour 100 d'acide anhydre. Si l'on admettait le nombre 84 pour 100, il se trouverait que, au lieu d'avoir affaire à l'électrolyte dissous SO^3HO , on serait simplement en présence de l'électrolyte fondu SO^3 , 2HO . On sait que ce corps est susceptible de cristalliser par refroidissement de la liqueur au-dessous de zéro.

L'acide persulfurique qui apparaît pour des concentrations moindres (densité de l'acide sulfurique = 1,4 d'après M. Berthelot) peut avoir une origine analogue.

B. Dans d'autres cas, les phénomènes d'oxydation ou de réduction produits aux deux électrodes sont dus bien certainement à une réaction secondaire exercée sur le liquide par les produits de l'électrolyse.

⁽¹⁾ BERTHELOT, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXVI, p. 71; 1878.

⁽²⁾ RICHARZ, *Wied. Ann.*, XXIV, p. 183, 1885; *Journal de Physique*, 2^e série, t. V, p. 528.

Un sel de protoxyde de fer jaunit autour de l'électrode positive, parce que l'oxygène qui y est produit le suroxyde; un sel de peroxyde se décolore au pôle positif, parce que le fer, au lieu de se déposer, se dissout dans la solution qu'il ramène à un degré d'oxydation moindre. Ces réactions bien connues, se produisent indépendamment de l'électrolyse.

C. Nous nous bornons à signaler ici les phénomènes d'oxydation suivants, sans nous prononcer sur leur origine.

Les sels de plomb, de cobalt, de nickel, de manganèse, de bismuth et d'argent peuvent, dans des conditions convenables, fournir des dépôts de suroxyde.

En particulier, quand on décompose de l'acétate de plomb, l'oxygène produit à l'électrode positive y donne un dépôt de bioxyde de plomb. On observe le même phénomène par l'électrolyse d'une solution d'oxyde de plomb dans la potasse. Cette propriété, observée par Nobili ⁽¹⁾ et Becquerel ⁽²⁾, leur a donné l'idée d'une expérience intéressante. En prenant pour électrode positive un métal poli, on obtient des colorations très vives qui changent avec l'épaisseur du dépôt, en donnant des anneaux colorés. Si, par exemple, on donne à l'électrode négative la forme d'une pointe très rapprochée de la plaque positive, les anneaux sont circulaires. On obtient aussi des anneaux sur une plaque métallique isolée plongée dans le liquide, au voisinage d'électrodes taillées en pointe. M. Guébard ⁽³⁾ a fait de ces dernières figures électrochimiques un usage extrêmement curieux. Il a en effet remarqué que, quels que soient le nombre et la forme des électrodes, le dessin qui recouvre la plaque fournit un diagramme qui a la plus parfaite analogie avec le diagramme des lignes équipotentiellles que donnerait la théorie de Kirchhoff (p. 58* et suivantes) pour une plaque conductrice limitée au même contour, et en contact avec ces électrodes. Cette concordance est telle que M. Guébard a cru pouvoir proposer l'application de sa mé-

⁽¹⁾ NOBILI, *Bibliothèque universelle*, t. XXXIII, p. 302; t. XXXIV, p. 194; t. XXXV, p. 40; t. XXXVI, p. 3; t. XVII, p. 77.

⁽²⁾ BECQUEREL, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XIII, p. 342. 1843.

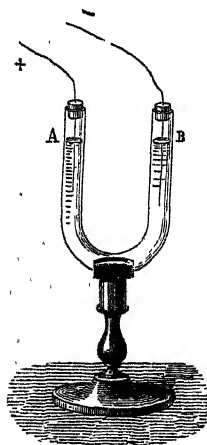
⁽³⁾ GUÉBARD, *Journal de Physique*, 2^e série, t. I, p. 205; 1882.

thode à la solution graphique des problèmes de ce genre, qui n'ont point encore été soumis au calcul. La *Pl. II*, que nous devons à l'obligeance de M. Guébbard, représente les divers cas qu'il a eu l'occasion d'examiner. Les points ronds et les gros traits représentent la position et la forme des électrodes; les traits fins; les figures obtenues par la voie électrochimique.

D. Parmi les réactions exercées au pôle négatif par l'hydrogène, nous signalerons en particulier la transformation des acides azotique et azoteux en ammoniacque et diverses actions réductrices qui se produisent dans le cas des mélanges de plusieurs électrolytes. Nous aurons l'occasion de revenir sur ce dernier cas.

E. L'une des actions secondaires les plus remarquables est celle qui se produit avec les sels des métaux des deux premières sections. L'acide et l'oxygène doivent se porter et se portent en effet au pôle positif, et le métal devrait se déposer sur l'électrode négative; mais, comme il décompose l'eau, il se transforme en oxyde et dégage de l'hydrogène. On fait ordinairement l'expérience dans un tube en U (*fig. 83*), rempli de sulfate de soude coloré avec du sirop de violettes, et l'on voit au bout de peu de temps la teinture rougir en A et verdier en B, ce qui indique la présence de l'acide et de l'alcali à ces deux extrémités. Si l'on employait le sulfate d'alumine ou celui de magnésie, on verrait les deux oxydes se rassembler en gelée autour du fil B.

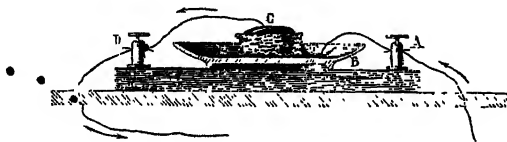
Fig. 83.



Mais avec des précautions convenables on peut obtenir les métaux alcalins ou alcalino-terreux par voie électrolytique. C'est ainsi que Davy soumit à l'action d'une pile de 250 couples un fragment de potasse caustique humide; il vit à l'électrode positive se dégager une quantité considérable d'oxygène pur, et au fil négatif se rassembler de petits globules

brillants d'un métal nouveau qu'il appela *potassium* ⁽¹⁾. La même expérience fut répétée avec la soude et donna le sodium. Mais il vaut mieux, comme le fit Seebeck ⁽²⁾, creuser à la surface du fragment une cavité C qu'on remplit de mercure et y plonger l'électrode négative (*fig. 84*). Au bout de

Fig. 84.



quelque temps, ce mercure prend l'aspect d'un alliage, et il laisse le potassium pour résidu, quand on le distille dans l'huile de naphte.

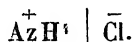
L'électrolyse des sels ammoniacaux a conduit Gay-Lussac et Thenard à la véritable théorie de ces composés. On creuse dans un fragment de chlorhydrate d'ammoniaque un peu humide une cavité qu'on remplit de mercure; on opère comme le faisait Seebeck avec la potasse, et l'on obtient le même résultat. Le mercure s'épaissit, gonfle considérablement et prend tout l'aspect d'un amalgame, en même temps qu'il se dégage du chlore au pôle positif. On dispose plus simplement l'expérience en versant du mercure au fond d'une éprouvette et, au-dessus, une solution très concentrée de chlorhydrate d'ammoniaque dans laquelle plonge une lame de platine servant d'électrode positive. Un fil de platine, protégé par un tube de verre, est attaché au pôle négatif de la pile et plonge dans le mercure. Notons que dans ces circonstances il peut se produire au pôle positif du chlorure d'azote, par la réaction connue du chlore sur le chlorhydrate d'ammoniaque, et que l'expérience ne peut être prolongée sans danger plus de quelques minutes.

Pour faire rentrer l'électrolyse du chlorhydrate d'ammoniaque dans les lois précédemment établies, on a été con-

⁽¹⁾ DAVY, *Phil. Trans.*, 1808.

⁽²⁾ SEEBECK, *Gilbert's Ann.*, XXVIII.

duit à admettre que le sel employé est un chlorure (AzH^+)Cl d'un radical particulier (AzH^+) qu'on a nommé *ammonium*. Ce chlorure est décomposé, comme le sont tous les autres, d'après le symbole



Le radical AzH^+ , qui joue le rôle d'un métal, est susceptible de former avec l'électrode négative un amalgame peu stable et qui bientôt se décompose.

Mais, si l'on opère dans une dissolution aqueuse sans électrode de mercure, le radical AzH^+ se décompose immédiatement suivant la formule



On sait qu'on peut obtenir l'amalgame d'ammonium par voie purement chimique, et qu'il se décompose lentement en mercure libre, ammoniaque et hydrogène.

F. Les sels d'acides organiques présentent aussi de nombreuses réactions secondaires. Le radical organique mis en liberté au pôle positif est formé de l'acide anhydre, d'oxygène et d'un plus ou moins grand nombre d'équivalents d'eau; il éprouve des dédoublements plus ou moins complexes ou des oxydations; ainsi les acétate, valérianate, tartrate de potasse, etc., dégagent, au pôle positif, de l'acide carbonique accompagné de divers carbures d'hydrogène et parfois de produits encore plus compliqués. Ces électrolyses ont surtout été étudiées par Kolbe (¹) et par M. Bourgoïn (²).

VOLTAMÈTRE. — Après avoir décrit qualitativement les réactions électrolytiques, nous devons nous préoccuper de découvrir les lois quantitatives auxquelles elles obéissent. A cet effet, il faut déterminer la quantité d'électrolyte décomposée dans l'unité de temps par des courants dont on mesure en même temps l'intensité électromagnétique.

(¹) KOLBE, *Liebig's Annalen*, t. LXIV et LXIX.

(²) BOURGOÏN, *Annales de Chimie et de Physique*, 4^e série, t. XIV, 430; t. XV, 47; t. XXII, 361; 1865-71.

On arrive à ce résultat soit par des pesées, soit par des mesures volumétriques. Ces dernières s'exécutent à l'aide du *voltamètre*.

Le premier modèle de voltamètre que l'on ait employé a été décrit précédemment (*fig. 81*). Il offre quelques inconvénients : les acides que l'on ajoute à l'eau attaquent toujours le mastic et finissent à la longue par le décoller ; quand cela arrive, le liquide coule le long des fils, entre lesquels il établit une communication extérieure et par où se fait en partie le dégagement des gaz, qu'on ne recueille pas en totalité dans les cloches.

Souvent on soude ou l'on mastique au sommet des cloches elles-mêmes les fils de platine qui se prolongent en descendant jusqu'à l'ouverture inférieure (*fig. 85*). On peut plonger

Fig. 85.

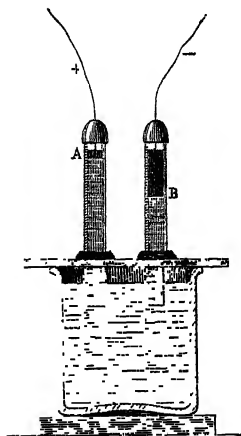
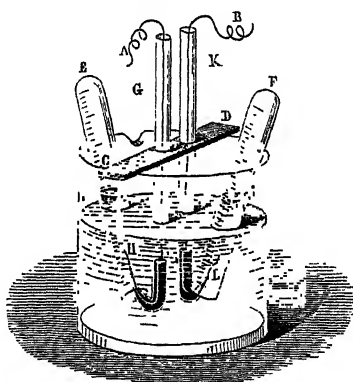


Fig. 86.



les cloches dans un vase quelconque ; mais alors le niveau de l'eau baisse à l'intérieur pendant que les gaz se dégagent, et la surface immergée des électrodes diminue. On verra dans la suite que cette circonstance affaiblit progressivement l'intensité du courant et diminue d'autant la décomposition.

On peut encore préparer les électrodes avec des tubes de verre GH, KL (*fig. 86*) amincis et recourbés à leur base, et

dans lesquels on a soudé deux fils de platine H et L qu'on termine, si l'on veut, par deux lames du même métal. On soutient ces deux tubes par une planchette CD qui se pose sur les bords du vase; on établit les communications en y versant du mercure, dans lequel on plonge les rhéophores A et B; enfin les cloches E et F sont supportées par la partie recourbée des électrodes.

On peut encore introduire les deux électrodes L et H dans une cloche unique qui recueille à la fois les deux gaz; et, comme on sait que le rapport des volumes de l'hydrogène à l'oxygène est constant, on déduit du volume total celui de chacun des éléments. Il est important d'arrêter le dégagement avant que le niveau des gaz ait atteint le sommet des fils conducteurs, car le platine offre, dans ce cas, la propriété de recombinaison ces gaz avec détonation.

Mais la méthode la plus certaine pour obtenir des résultats rigoureux est sans contredit celle qui a été employée par M. Mascart ⁽¹⁾. Elle consiste essentiellement à électrolyser de l'eau acidulée par l'acide phosphorique avec des électrodes formées de fils fins de platine; on récolte les gaz par une pompe à mercure et l'on mesure leur volume à l'état sec. M. Berthelot a reconnu qu'il ne se forme pas d'ozone, et il n'y a aucune perte de gaz soit par condensation sur les électrodes, soit par dissolution et diffusion dans le liquide.

On n'opère avec des précautions aussi minutieuses que pour des recherches de haute précision. Quelle que soit d'ailleurs la méthode que l'on emploie dans les mesures ordinaires, on devra s'assujettir à ne pas déplacer les cloches pendant les expériences, et se mettre à l'abri de toutes les circonstances qui pourraient changer la conductibilité des appareils, afin de ne pas faire varier l'intensité du courant.

Lorsqu'on place à la fois dans le même circuit plusieurs voltamètres à la suite l'un de l'autre, ils sont traversés tous par le même courant, et l'on reconnaît que la même quantité d'hydrogène se dégage dans chacun d'eux, quelle que soit la différence d'action qu'ils éprouveraient si on les employait

(¹) MASCART, *Journal de Physique*, 2^e série, t. I, p. 109; 1882.

individuellement (¹). Pour démontrer cette identité, Faraday a placé dans le même circuit deux voltamètres qu'il rendait aussi différents que possible, soit par la largeur, la nature et l'écartement des électrodes, soit par la proportion et l'espèce de l'acide qu'il mêlait à l'eau, soit en remplaçant cet acide par de la potasse ou de la soude. Il a reconnu que, malgré toutes ces modifications, les quantités de gaz fournies par les deux appareils restaient toujours égales dans l'un et dans l'autre; de là on peut déduire cette première loi fondamentale : « Le même courant met toujours en liberté la même quantité d'hydrogène pendant le même temps. »

Voyons maintenant comment varie la quantité d'hydrogène mise en liberté quand l'intensité du courant change. La méthode employée par Pouillet pour résoudre cette question consiste à placer dans le circuit qui réunit les deux pôles d'une pile un voltamètre et une boussole des tangentes, et à comparer l'intensité mesurée par cette boussole à la quantité de gaz recueillie dans le voltamètre pendant un temps donné; or Pouillet a trouvé que « l'intensité est toujours proportionnelle à la quantité de gaz ».

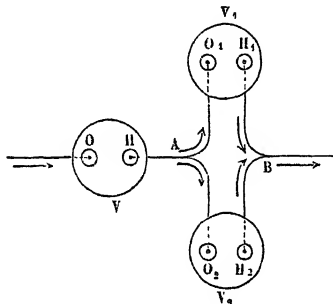
Faraday opérerait autrement :

Nous supposons (*fig. 87*) que le fil conducteur qui réunit les pôles se divise au point A en deux rameaux formés par des conducteurs de même nature, égaux en section et en longueur, et disposés suivant la même forme; puis nous les réunirons en un tronc unique B rejoignant l'autre pôle. Cela fait, nous placerons dans le courant total, et dans chacun des circuits dérivés, des voltamètres identiques V, V₁, V₂, qui ne

(¹) Si l'on essaye l'un après l'autre deux voltamètres dans un même circuit, on s'apercevra facilement qu'ils ne donnent pas la même quantité de gaz dans le même temps. Pour s'en rendre compte, il suffit de remarquer que, quand on interpose un voltamètre dans un circuit, on diminue considérablement l'intensité du courant à cause du peu de conductibilité du liquide contenu dans le voltamètre : si les électrodes sont très éloignées, la couche du liquide à traverser sera épaisse et la diminution d'intensité sera très grande; si elles sont très rapprochées, le courant passera mieux, et si on les remplace par des lames de platine étendues et voisines, il circulera par une plus grande surface et aura une plus grande intensité.

détruiront pas la symétrie des deux branches du courant. Il est évident que, dans les parties où le conducteur est unique, le courant aura une intensité totale déterminée, et qu'il se séparera dans le circuit double en deux flux électriques d'intensité moitié moindre. Après un temps quelconque nous

Fig. 87.



trouverons dans chacun des voltamètres dérivés V_1 , V_2 des quantités de gaz égales entre elles et à la moitié de celles que contient V . Ces deux modes d'expériences conduisent donc à la loi suivante : « Les courants mettent en liberté pendant un temps donné des quantités d'hydrogène proportionnelles à leur intensité. »

MESURE ABSOLUE DE L'INTENSITÉ D'UN COURANT A L'AIDE DU VOLTAMÈTRE. — Il résulte de là que l'on pourra indifféremment mesurer l'intensité d'un courant par une boussole ou par un voltamètre placé dans le circuit ; mais il y aura entre ces deux mesures une différence essentielle.

Si nous faisons passer un même courant à travers un circuit contenant plusieurs boussoles des tangentes mises à la suite l'une de l'autre, il déviara leurs aiguilles d'angles très différents ; et, pour exprimer l'intensité du courant en unités électromagnétiques absolues, il faut avoir déterminé d'avance la constante propre à chaque instrument.

Il n'en est pas de même ici. Tous les voltamètres, quels qu'ils soient, traversés par des courants égaux, donnent la même quantité de gaz pendant le même temps ; l'intensité

mesurée par cette quantité n'est donc pas fonction de la sensibilité d'un appareil particulier, et les poids d'hydrogène mis en liberté sont proportionnels à l'intensité du courant, avec un coefficient de proportionnalité fixe qu'on pourrait arbitrairement faire égal à 1. On conviendrait alors *de prendre pour unité d'intensité celle du courant qui dégage 1^{re} d'hydrogène en une seconde*, et l'intensité d'un courant quelconque se trouverait exprimée par le poids p d'hydrogène qu'il donne dans l'unité de temps

$$i = p = 0^{\text{re}}, 0000895 \nu,$$

en désignant par ν le volume de l'hydrogène en centimètres cubes.

Ce mode particulier de définition de l'intensité des courants n'est pas usité; mais il suffit de déterminer une fois pour toutes le coefficient des voltamètres, pour pouvoir employer l'un quelconque d'entre eux à la mesure électromagnétique de l'intensité d'un courant.

Ce coefficient a été mesuré par MM. Weber (¹), Joule (²), Bunsen (³), Casselmann (⁴), Cazin et Kohlrausch (⁵); mais les résultats obtenus présentent des discordances qui dépassent 1 pour 100 de part et d'autre du nombre original de Weber. M. Mascart (⁶) ayant précisé, comme nous l'avons indiqué plus haut, les conditions dans lesquelles doit être placé le voltamètre pour qu'il y ait réellement proportionnalité entre le volume de gaz dégagé et l'intensité, a retrouvé, par un procédé d'où sont éliminées toutes les causes d'erreurs connues, le coefficient même de Weber. On trouve ainsi qu'un courant de 1^{amp} met en liberté en une seconde 0^{re}, 000010415 d'hydrogène, c'est-à-dire décompose une fraction d'équivalent de

(¹) WEBER, *Resultate des Magnetischen Vereins*, p. 91; 1840.

(²) JOULE, *Phil. Magazine*, 4^e série, t. II, p. 442; 1851.

(³) BUNSEN; voir à ce sujet un Mémoire de M. Reis, dans les *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. VIII, p. 33; 1843.

(⁴) CASSELMANN, *Kohlensinkkette*, p. 70; Marbourg, 1843.

(⁵) KOHLRAUSCH, *Pogg. Ann.*, CXXI, p. 458; 1870.

(⁶) MASCART, *Journal de Physique*, 2^e série, t. I, p. 109 et suiv.; 1881.

l'électrolyte, exprimé en grammes, égale à 0,000010415. Réciproquement, pour mettre en liberté 1^{re} d'hydrogène par seconde, il faudrait un courant de 96000^{amp}.

Puisque l'intensité d'un courant exprime la quantité d'électricité qu'il entraîne par seconde, le poids d'hydrogène mis en liberté par un courant est proportionnel à la quantité électromagnétique d'électricité qu'il a transportée; le coefficient par lequel il faut multiplier le poids d'hydrogène pour évaluer, en coulombs, la quantité d'électricité, est précisément égal au nombre 96000 précédemment employé.

Pour obtenir expérimentalement le coefficient d'une boussole des tangentes donnée, il suffit de la placer dans le circuit d'un voltamètre de M. Mascart et de mesurer simultanément la déviation δ_1 de la boussole et le poids p_1 d'hydrogène mis en liberté, évalué en grammes. L'intensité évaluée par la boussole est en ampères

$$(1) \quad i_1 = k \operatorname{tang} \delta_1,$$

k étant le coefficient inconnu; évaluée par le voltamètre, elle est

$$(2) \quad i_1 = 96000 p_1.$$

La comparaison de ces deux formules donne

$$k = \frac{96000 p_1}{\operatorname{tang} \delta_1}.$$

On opérerait de même pour un galvanomètre quelconque, mais à la condition d'avoir dressé la table de cet instrument par comparaison soit avec une boussole des tangentes ou avec un voltamètre.

LOI DE FARADAY (1). — Quand une loi physique est constatée pour un corps arbitrairement choisi, on doit s'attendre à la retrouver dans tous les cas analogues. Nous pouvons donc très légitimement prévoir que la décomposition de tous les

(1) FARADAY, *Exp. researches*, série III, 377; série VII, p. 783 et suiv.; 1833.

LOI DE FARADAY.

électrolytes offrira les mêmes circonstances que l'électrolyse des acides hydratés, c'est-à-dire que la quantité de métal mise en liberté sera proportionnelle à la quantité d'électricité qui passe, et nous aurons à chercher quelle quantité d'électricité est nécessaire pour mettre en liberté 1^{re} d'un radical métallique quelconque. Ces prévisions sont en effet exactes, et non seulement Faraday les a justifiées, mais il a découvert une loi dont la valeur n'a pas besoin d'être signalée, et dont l'énoncé général est que « la même quantité d'électricité est nécessaire et suffisante pour mettre en liberté 1^{re} d'un métal quelconque ».

Faraday n'énonça d'abord cette loi que pour les composés binaires. Elle fut étendue aux autres sels par Matteucci (1).

Le procédé expérimental est le même dans tous les cas. On place à la suite l'un de l'autre un voltamètre et l'appareil où se décompose l'électrolyte qu'on veut étudier. On fait passer dans ce système un courant quelconque qui n'a pas besoin d'être constant, et l'on prolonge l'action jusqu'à ce qu'il y ait dans les deux appareils une quantité suffisante de matière décomposée. On mesure en centimètres cubes le volume de l'hydrogène dégagé dans le voltamètre, et on le multiplie par sa densité par rapport à l'eau pour avoir son poids P. Ce poids est proportionnel à la quantité d'électricité qui a passé. On mesure de même le poids P' du métal déposé à l'électrode négative dans le second vase; on trouve que $\frac{P'}{P}$ est constant

et qu'il est égal à l'équivalent du métal; rapporté à l'hydrogène, on en conclut donc que la même quantité d'électricité qui met en liberté 1^{re} d'hydrogène met en liberté 1^{re} du radical métallique de l'électrolyte employé.

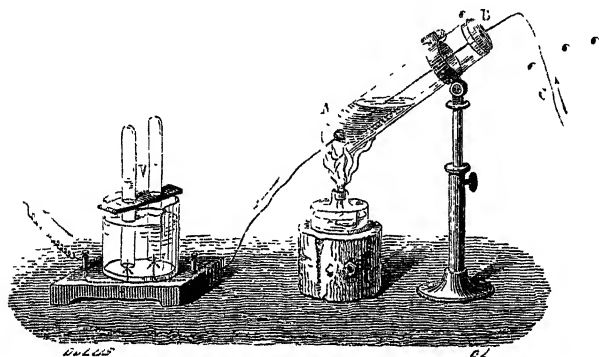
Les premières expériences ont été faites avec des solutions concentrées des acides chlorhydrique, bromhydrique et iodhydrique qu'on plaçait dans un second voltamètre à la suite du premier. Les quantités d'hydrogène furent égales dans tous les deux.

Faraday s'adressa ensuite aux électrolytes fondus et choisit

(1) MATTEUCCI, *Annales de Chimie et de Physique*, 2^e série, t. LVII; 1835.

d'abord le protochlorure d'étain. Il souda au fond d'un tube de verre AB un fil de platine terminé par un bouton A (*fig. 88*) ; ce fil avait été pesé avec soin. Il plaça le chlorure dans le tube, le maintint fondu par une lampe à alcool, et fit arriver le courant par une électrode positive B de graphite qui n'est point attaquée par le chlore. Après l'action, il trouva dans le

Fig. 88.



tube du bichlorure et au pôle négatif une masse d'étain qui avait été fondue et avait coulé au fond, où elle s'était alliée avec le bouton A. On pesa de nouveau le platine avec le culot, et l'on compara le poids P de l'hydrogène dégagé dans le voltamètre à celui de l'étain P' déposé par le courant.

$\frac{P'}{P}$ fut trouvé égal à 58,53, qui diffère peu de l'équivalent de l'étain.

Le chlorure de plomb fut étudié de la même manière. L'oxyde et le borate de plomb, qui offrent plus de difficultés parce qu'ils fondent à des températures plus élevées et qu'ils attaquent le verre, furent placés dans des creusets de platine ;

dans ces trois cas, les valeurs de $\frac{P'}{P}$ furent trouvées égales à

100,85 ; 100,93 et 101,29. Ces nombres diffèrent sensiblement de l'équivalent du plomb, qui est 103,6 ; mais les différences en un sujet si délicat rentrent dans les erreurs d'observation.

Après avoir confirmé ces résultats par quelques autres expériences sur des substances analogues, Faraday changea son mode d'opération. Au lieu d'empêcher l'altération des électrodes positives, il la favorisa en laissant se dissoudre au pôle positif le métal qui se déposait à l'électrode négative. Ainsi les chlorures d'argent et de plomb étaient décomposés par deux lames d'argent et de plomb, et le poids de l'une augmentait autant que celui de l'autre diminuait. Les résultats numériques furent conformes à la loi énoncée.

Matteucci électrolysa divers sels anhydres fondus : par exemple, l'acétate et le borate de plomb et l'azotate d'argent ; puis il les fit dissoudre dans l'eau, et dans les deux cas il trouva qu'il fallait la même quantité d'électricité pour mettre en liberté 1^{re} du métal. Daniell étudia ensuite les sels alcalins : il plaça du sulfate de soude dans un voltamètre qui était partagé en deux parties par une cloison poreuse, de sorte que l'acide et l'oxygène se portaient dans l'une, et que le métal, mis en liberté dans l'autre, y décomposait l'eau en donnant une base alcaline et de l'hydrogène qu'on peut recueillir. La quantité d'hydrogène mise en liberté est équivalente à celle du métal alcalin produit ; il suffit de la mesurer, et l'on reconnaît qu'elle est égale à celle qui se dégage dans un voltamètre ordinaire placé dans le même circuit. La loi de Faraday est donc applicable aux sels alcalins. Nous la considérerons désormais comme tout à fait générale.

Il résulte de ce qui précède qu'au lieu de mesurer l'intensité d'un courant par le poids d'hydrogène qu'il dégage, on peut aussi avoir recours à l'électrolyse d'un sel métallique et déterminer l'augmentation du poids de l'électrode négative. Si l'on emploie une électrode soluble dans de bonnes conditions, sa diminution de poids sera égale à l'augmentation de poids de l'électrode négative, et la moyenne de ces deux quantités sera, par rapport au poids d'hydrogène que le même courant dégagerait dans le voltamètre, dans un rapport égal à l'équivalent du métal.

M. Mascart ⁽¹⁾ ayant employé soit des électrodes de cuivre

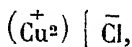
(1) MASCART, *Journal de Physique*, 2^e série, t. I, p. 109 ; 1882.

dans le sulfate de cuivre, soit des électrodes d'argent dans l'azotate d'argent, a vérifié qu'avec des courants d'une intensité assez faible les résultats obtenus sont très voisins de leur valeur théorique : avec l'azotate d'argent les variations de poids des deux électrodes sont égales à $\frac{1}{1000}$ près.

Quand on emploiera un voltamètre à azotate d'argent, on prendra l'équivalent de l'argent égal à 107,93, conformément aux résultats des recherches de M. Stas.

EXTENSION DE LA LOI DE FARADAY. — Matteucci eut l'idée de soumettre à l'électrolyse un mélange de deux sels ; ainsi que nous le verrons plus tard, deux cas peuvent se présenter, suivant la nature des dissolutions et l'intensité du courant. Il peut arriver qu'un seul métal se dépose, ou qu'on recueille un mélange à l'électrode négative. En tout cas, et pour la quantité d'électricité qui met en liberté 1^{re} d'hydrogène, la somme des fractions d'équivalent de chacun des métaux déposés est égale à l'unité.

Dans tous ces exemples, on n'a examiné que des composés que l'on considère en Chimie comme formés par 1^{er} de métal et 1^{er} de radical, c'est-à-dire d'acide suroxygéné ou de métal-loïde. Il était essentiel de chercher comment la loi se modifie quand on s'adresse à des corps dont la formule chimique est plus complexe. Matteucci a d'abord trouvé que le bichlorure de cuivre CuCl_2 obéit à la loi de Faraday, mais que le protochlorure CuCl traversé par la même quantité d'électricité donne 2^{es} de cuivre et 1^{er} de chlore. Son électrolyse s'effectue donc suivant le symbole



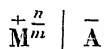
et le poids CuCl ne représente, au point de vue de la loi de Faraday, qu'un seul équivalent d'électrolyte.

M. Ed. Becquerel ⁽¹⁾ a ensuite examiné une série de chlorures et d'oxydes dont la composition était très différente ou des sels acides et basiques, et il a trouvé que, pour une même

(1) ED. BECQUEREL, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XI.

quantité d'électricité qui met en liberté 1^{re} d'hydrogène, il y avait toujours 1^{re} du métalloïde ou de l'acide suroxygéné mis en liberté au pôle positif, avec la quantité correspondante de métal au pôle négatif; ou, ce qui revient au même, que pour décomposer 1^{re} d'un composé de la formule $A^m M^n$, il faut une quantité d'électricité proportionnelle à m .

L'électrolyse de ces corps s'effectuerait donc suivant le symbole



et le poids représenté par $A^m M^n$ contiendrait un nombre d'équivalents d'électrolyte égal à m , c'est-à-dire au nombre d'équivalents du radical électronégatif.

Cette loi, d'une application assez large, n'est cependant pas d'une généralité absolue. Ainsi, d'après M. G. Wiedemann (¹), l'acétate de cuivre neutre ou basique dépose la même quantité de cuivre. Les phosphates des divers acides phosphoriques présentent aussi une manière d'être particulière. 1^{re} de métaphosphate de soude NaO, PhO^3 est décomposé en même temps que 1^{re} d'un électrolyte ordinaire, tandis que 1^{re} de pyrophosphate de soude $2\text{NaO}, \text{PhO}^3$ est décomposé en même temps que 2^{es} et 1^{re} de phosphate ordinaire $3\text{NaO}, \text{PhO}^3$ en même temps que 3^{es}. Si les trois phosphates étaient insérés dans le même circuit, la même quantité de soude serait mise en liberté dans chacun d'eux, tandis que les quantités d'acide phosphorique varieraient comme les nombres 1, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$. Si, d'autre part, on compare entre eux les divers phosphates de l'acide tribasique, $\text{NaO}, 2\text{HO}, \text{PhO}^3$; $2\text{NaO}, \text{HO}, \text{PhO}^3$; $3\text{NaO}, \text{PhO}^3$, on trouvera qu'au point de vue de l'électrolyse le premier se comporte comme un métaphosphate et le second comme un pyrophosphate, c'est-à-dire que la même quantité de base est rendue libre au pôle négatif, tandis que les quantités d'acide varient comme les nombres 1, $\frac{1}{2}$ et $\frac{1}{3}$.

L'électrolyse de ces différents corps est représentée par les symboles suivants :

NaO, PhO ^s	$\overset{+}{\text{Na}} \mid \text{Ph}\bar{\text{O}}^s$
2NaO, PhO ^s	$\overset{+}{\text{Na}} \mid \frac{1}{2}(\text{Ph}\bar{\text{O}}^7)$
3NaO, PhO ^s	$\overset{+}{\text{Na}} \mid \frac{1}{3}(\text{Ph}\bar{\text{O}}^8)$
2NaO, HO, PhO ^s	$\overset{+}{\text{Na}} \mid \frac{1}{2}(\text{Ph}\bar{\text{H}}\bar{\text{O}}^8)$
NaO, 2HO, PhO ^s	$\overset{+}{\text{Na}} \mid \text{Ph}\bar{\text{H}}^2\text{O}^8$

ou par des symboles qui n'en diffèrent que par l'addition aux radicaux d'un certain nombre d'équivalents d'eau.

L'étude des conductibilités, à laquelle nous allons nous livrer, complétera ces renseignements et nous permettra de décider, dans un certain nombre de cas, quelle est la véritable constitution d'un électrolyte dissous.

CHAPITRE VII.

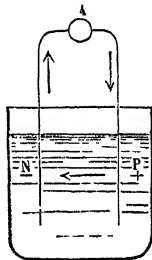
CONDUCTIBILITÉ DES ÉLECTROLYTES.

Polarisation des électrodes. — Résistance d'un électrolyte. — La loi de Ohm est applicable aux électrolytes. — La loi de Joule est applicable aux électrolytes. — Évaluation de la force électromotrice de polarisation.

Méthodes proposées pour la mesure de la résistance des électrolytes. — Conductibilité des électrolytes fondus. — Conductibilité des sels neutres en dissolution très étendue. — Relation de la loi de Faraday et de la loi des conductibilités moléculaires. — Phénomène du transport des ions. — Son interprétation. — Conductibilité des acides et des bases en dissolution étendue. — Conductibilité des mélanges. — Application de la mesure des conductibilités à l'étude des équilibres chimiques. — Conductibilité de l'eau et de l'alcool. — Application de la mesure des conductibilités à l'appréciation de la pureté d'une substance. — Conductibilité des diélectriques. — Méthodes de mesure. — Résultats. — Electrolyse du verre. — Conductibilité des gaz chauds. — Relation supposée entre la résistance des électrolytes et le frottement intérieur. — Tableaux de résistances spécifiques.

POLARISATION DES ÉLECTRODES. — Quand on fait passer le courant d'une pile A (fig. 89) à travers un électrolyte, le métal est entraîné dans le sens du courant vers l'électrode négative N, le radical électronégatif à l'électrode positive P, et tous deux s'accumulent sur les électrodes ou dans leur voisinage immédiat. Si l'on vient ensuite à remplacer la pile A par un galvanomètre, on constate l'existence d'un courant produit dans le sens PAN, contraire à celui qui a déterminé l'électrolyse.

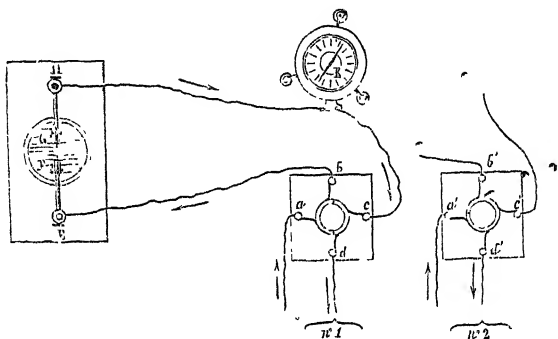
Fig. 89.



Pour rendre l'expérience plus aisée, nous ferons arriver le

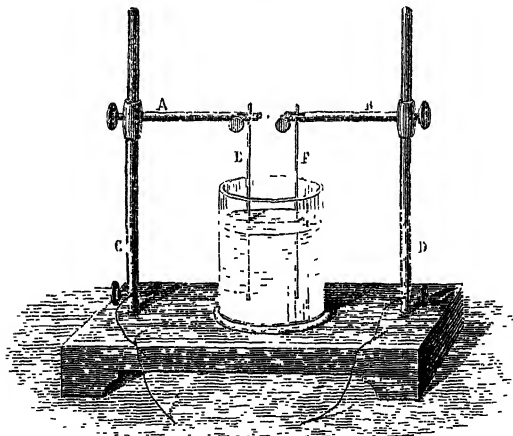
courant de la pile en *a* dans un interrupteur *abcd* (fig. 90) ; de là il passera par *bE* dans un vase à décomposition *FG* figuré

Fig. 90.



séparément (fig. 91) ci-dessous ; il reviendra par un galvanomètre *K* en *c*, en *d* et enfin à la pile. Quand le courant aura

Fig. 91.



circulé pendant quelque temps, nous placerons l'interrupteur dans la position indiquée n° 2 ; le courant de la pile ira de *a'* en *d'* sans passer par l'électrolyte, mais la communication restera établie entre *E* et *H* par le fil *Eb'c'H* et par le galvano-

mètre K ; nous constaterons alors un courant qui est toujours opposé à celui de la pile ; il est très énergique si le vase FG contient un sel alcalin ou de l'eau acidulée ; il est plus faible dans d'autres cas, et presque insensible si, par exemple, le vase FG contient du sulfate de cuivre entre des électrodes de cuivre.

Cette expérience nous révèle la production de forces électromotrices aux surfaces de contact des électrodes et de l'électrolyte. Ces forces électromotrices qui ne préexistaient pas au courant résultent des modifications que celui-ci a apportées dans l'état des surfaces par la mise en liberté des produits de l'électrolyse. La résultante de ces forces électromotrices se nomme la force électromotrice de *polarisation*. On dit que les électrodes qui la présentent sont *polarisées*.

La polarisation des électrodes préexiste évidemment à la suppression du courant. Pour s'en convaincre, on peut placer dans un même circuit une pile constante, un voltamètre et un galvanomètre à la fois très résistant et très sensible. On constate alors que l'intensité du courant diminue peu à peu jusqu'à une certaine valeur minimum qui caractérise le régime permanent ; et, si l'on interrompt le courant à diverses époques, avant que cet état permanent soit établi, on reconnaît que la polarisation des électrodes croît à mesure que l'intensité du courant diminue. La polarisation est donc une force électromotrice antagoniste qui agit pour affaiblir le courant.

RÉSISTANCE D'UN ÉLECTROLYTE. — Considérons un électrolyte enfermé dans une auge parallélépipédique de longueur l et de section s , dont les extrémités sont occupées par des électrodes de même largeur. Supposons que l'état permanent est établi ; désignons par I l'intensité du courant, et par p la force électromotrice de polarisation.

Par raison de symétrie, il est évident que les plans parallèles aux électrodes sont, au sein du liquide électrolytique, des surfaces équipotentiellles. On le prouve expérimentalement de la manière suivante : on plonge dans la masse du liquide les extrémités identiques (') de deux fils conducteurs

(') On obtient l'identité des deux fils en tranchant au ciseau un fil unique recouvert de gutta-percha.

isolés sur tout leur pourtour et en relation avec un électromètre; on laisse l'un des fils immobiles, on déplace l'autre dans un plan parallèle aux électrodes, et l'on constate que l'indication de l'électromètre demeure invariable.

Soient x la distance des plans parallèles contenant les deux fils; γ_1 la force électromotrice très faible que présentent les deux fils, quand le courant ne passe pas et qui serait nulle s'ils étaient parfaitement identiques; γ la force électromotrice entre les fils quand le courant d'intensité I traverse le liquide. Nous poserons

$$(1) \quad \gamma - \gamma_1 = IR,$$

et, par analogie, nous appellerons R la résistance de la colonne liquide comprise entre les deux plans.

Si l'on déplace progressivement les deux fils, de manière à faire varier x , on trouve que R croît proportionnellement à x . La résistance d'un conducteur électrolytique, comme celle d'un conducteur métallique, est donc proportionnelle à sa longueur.

Disposons maintenant une cloison isolante très mince, normale aux électrodes et occupant toute la largeur de l'auge, sans toutefois toucher les électrodes; nous constaterons que, ni l'intensité du courant, ni la force électromotrice $\gamma - \gamma_1$, entre les deux fils, n'est modifiée; la résistance R est donc demeurée invariable; deux colonnes liquides de même longueur l , de sections s_1, s_2 , que l'on place en dérivation, équivalent donc, pour leur résistance, à une colonne de longueur l et de section $s = s_1 + s_2$; il s'ensuit que la résistance d'une colonne liquide est en raison inverse de sa section.

D'après ces expériences, nous avons le droit de poser

$$R = \rho \frac{x}{s}$$

comme pour un conducteur métallique; ρ sera la résistance spécifique de l'électrolyte. Son inverse

$$k = \frac{1}{\rho}$$

sera la conductibilité spécifique.

LA LOI DE OHM EST APPLICABLE AUX ÉLECTROLYTES. — Nous avons défini la résistance d'un électrolyte et reconnu qu'elle dépend de sa longueur et de sa section d'après les mêmes lois que pour un métal; mais il reste à savoir si cette résistance est indépendante de l'intensité du courant, c'est-à-dire si la loi de Ohm est applicable aux électrolytes.

La méthode déjà employée permet de résoudre directement cette question : il suffit de modifier la force électromotrice de la pile ou la résistance métallique contenue dans le circuit; l'intensité du courant change et, le nouvel état permanent étant établi, on trouve que la différence de potentiel $\gamma - \gamma_1$ des fils placés dans une situation invariable est proportionnelle à l'intensité du courant. Par exemple, M. Bouty ⁽¹⁾ a appliqué cette méthode à l'étude de la résistance de l'eau acidulée; il a fait varier l'intensité du courant dans le rapport de 1 à 237, et constaté que la résistance demeure invariable, quelles que soient d'ailleurs les variations de la polarisation et des réactions particulières dont les électrodes peuvent être le siège. La résistance R d'un liquide est donc indépendante de l'intensité I du courant.

Les nombreux expérimentateurs qui se sont occupés de cette question sont tous d'accord pour admettre que la loi de Ohm est applicable aux électrolytes.

LA LOI DE JOULE EST APPLICABLE AUX ÉLECTROLYTES. — Du moment que la loi de Ohm a été démontrée par l'expérience, si l'on désigne par E la force électromotrice entre deux plans équipotentiels, par R la résistance du liquide interposé, par I l'intensité du courant, on a

$$(1) \quad I = \frac{E}{R}.$$

Le travail produit par la quantité d'électricité I , éprouvant la chute de potentiel correspondant à E , est IE . Mais le liquide n'éprouve de modification qu'à ses surfaces de contact avec les électrodes; la colonne liquide comprise entre les

(1) BOUTY, *Journal de Physique*, 2^e série, I, 346; 1882.

plans équipotentiels considérés conserve une constitution chimique invariable. Le travail des forces électriques dans l'intervalle de ces plans doit donc avoir son équivalent sous forme de chaleur, c'est-à-dire que la quantité de chaleur φ dégagée dans la masse du liquide est

$$(2) \quad \varphi = \frac{1}{J} IE;$$

c'est l'une des expressions de la loi de Joule. Remplaçant dans (2) E par sa valeur IR , on a

$$(3) \quad \varphi = \frac{1}{J} I^2 R;$$

c'est la loi de Joule exprimée sous sa forme usuelle.

ÉVALUATION DE LA FORCE ÉLECTROMOTRICE DE POLARISATION. —

Quand on a mesuré la résistance R_x d'une colonne liquide de longueur x , on peut calculer la résistance R_l de la colonne de longueur l comprise dans l'auge électrolytique; on a, en effet,

$$\frac{R_l}{R_x} = \frac{l}{x}.$$

Relions directement les deux électrodes à l'électromètre et mesurons la force électromotrice $E_{ee'}$ qu'elles présentent l'une par rapport à l'autre. Nous trouverons que $E_{ee'}$ est toujours supérieure à la force électromotrice

$$E_l = IR_l.$$

La différence $E_{ee'} - E_l$ est la force électromotrice de polarisation p . On a donc, en général,

$$(4) \quad E_{ec'} = p + E_l = p + IR_l.$$

Rien ne s'oppose, d'ailleurs, à ce que l'on mesure séparément les forces électromotrices de polarisation p_e et $p_{e'}$ de chacune des électrodes. Il suffit de mesurer la force électro-

motrice résultante entre chaque électrode et un fil conducteur de même matière à une distance x connue; on aura

$$(5) \quad \begin{cases} E_e = p_e + IR_i, \\ E_e = p_{e'} + IR_r, \end{cases}$$

d'où p_e et $p_{e'}$, puisque le produit IR_r est connu.

MÉTHODES PROPOSÉES POUR LA MESURE DE LA RÉSISTANCE DES ÉLECTROLYTES. — Si la polarisation des électrodes n'existait pas ($p = 0$), la formule (4) se réduirait à

$$E_{ee'} = IR_i,$$

c'est-à-dire que la loi de Ohm serait directement applicable au système formé par les électrodes et l'électrolyte comme à un conducteur métallique unique. La résistance de ce système, égale à celle du liquide, pourrait être mesurée par l'une quelconque des méthodes appliquées précédemment aux conducteurs solides. On a donc cherché à affranchir les mesures de résistance de l'effet de la polarisation. Les procédés qui ont été employés à cet égard consistent, soit :

1° A mesurer séparément la force électromotrice de polarisation p et à en tenir compte (A);

2° A opérer dans des conditions telles, que la force électromotrice de polarisation soit nulle ou tout au moins négligeable (B);

3° A éliminer l'effet de la polarisation par la méthode électrométrique, que nous avons fait servir ici à la définition même de la résistance des électrolytes (C).

A. Les plus anciennes mesures que l'on possède ont été faites par la première méthode; mais on mesurait la force électromotrice de polarisation par des procédés imparfaits; on n'obtenait donc que des valeurs peu exactes de la résistance.

B. 1° *Méthode de Paalzow.* — *Rhéostats à liquide.* — Paalzow (1) remarqua que des électrodes de zinc amalgamé, plongées dans une solution concentrée de sulfate de zinc,

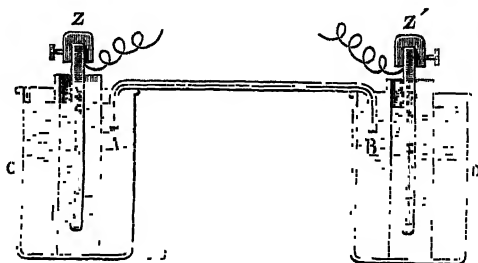
(1) PAALZOW, *Pogg. Ann.*, CXXXVI, p. 489; 1869.

J. et B., *La pile.* — IV, 2^e fasc. (4^e édit., 1888).

n'éprouvent pas de polarisation sensible. Plus tard, M. Lippmann ⁽¹⁾ a établi que cette propriété est générale et qu'elle appartient à tous les métaux purs dans les solutions de leurs sels.

Cela posé, on peut mesurer la résistance d'un sel des métaux communs en employant des électrodes formées du métal du sel, et par l'un quelconque des procédés employés pour les conducteurs métalliques, par exemple la méthode du pont de Wheatstone. Pour rendre la méthode applicable à des sels quelconques, il suffit d'employer des électrodes de zinc Z, Z' , plongées dans des vases poreux contenant une dissolution concentrée de sulfate de zinc. La colonne liquide dont on veut mesurer la résistance (*fig. 92*) est contenue dans un tube AB

Fig. 92.



de très faible section, dont les extrémités s'ouvrent dans deux bords remplis du même liquide et contenant les vases poreux. La résistance du système $ZABZ'$ se réduit pratiquement à la résistance du liquide AB et la polarisation des électrodes est évitée, puisque le métal qui les forme est celui du sel dans lequel elles baignent. Cet artifice est dû à Paalzow.

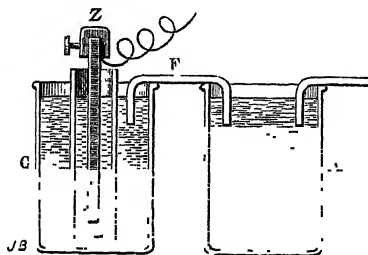
Toutefois, l'absence de polarisation au contact du zinc amalgamé et du sulfate de zinc n'étant jamais rigoureusement complète, il est préférable de disposer l'appareil de la manière suivante ⁽²⁾. Au lieu de relier directement les vases C et D par la

⁽¹⁾ LIPPMANN, *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. VIII, p. 48; 1879.

⁽²⁾ BOUTY, *Journal de Physique*, 2^e série, t. VI, p. 9; 1887.

résistance AB que l'on veut mesurer, on interpose entre chacun de ces vases et les extrémités A et B d'autres résistances liquides de même espèce F, F' (*fig. 93*). Après avoir mesuré dans une première expérience la résistance équivalente au système total, on remplace le siphon capillaire AB par un siphon très gros et très court de résistance négligeable et l'on renouvelle la mesure. Pourvu que la somme des résistances F, F'

Fig. 93.



dépasse un millier d'ohms, on est sûr que la polarisation très faible des électrodes Z, Z' demeure invariable dans cette expérience : on l'élimine en faisant la différence des deux mesures, et le résultat donne la résistance vraie de la colonne liquide AB.

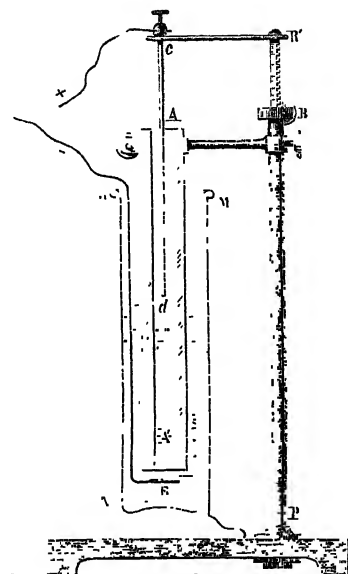
Le principe de la méthode de Paalzow permet de disposer de véritables rhéostats à liquide. On peut leur donner la forme représentée par la *fig. 94* et proposée par M. Ed. Becquerel. AA' est un tube de cristal ouvert à ses deux bouts, rodé intérieurement et parfaitement cylindrique; on a mesuré une fois pour toutes son rayon et calculé sa section. Il est plongé dans une éprouvette MN que l'on peut remplir d'une dissolution saturée de sulfate de cuivre. Il est soutenu par sa partie supérieure au moyen d'une traverse qui glisse et peut se fixer sur un pied BP.

Dans l'intérieur de ce pied s'enfonce une crémaillère divisée BB', qui s'élève ou s'abaisse par le jeu d'un pignon B et dont la course est mesurée par un vernier; elle soutient une tige verticale de cuivre cd enfermée et mastiquée dans un tube de verre, et qui pénètre dans le canal AA'. On fait arriver le cou-

rant par cette tige; il traverse le liquide de d en E et il revient par une plaque de cuivre E et un fil de cuivre EF .

Quand les choses restent dans le même état, le courant éprouve dans le liquide une résistance déterminée; mais, si l'on soulève ou qu'on abaisse la crémaillère d'une hauteur l , on augmente ou l'on diminue le circuit d'une colonne liquide

Fig. 94.



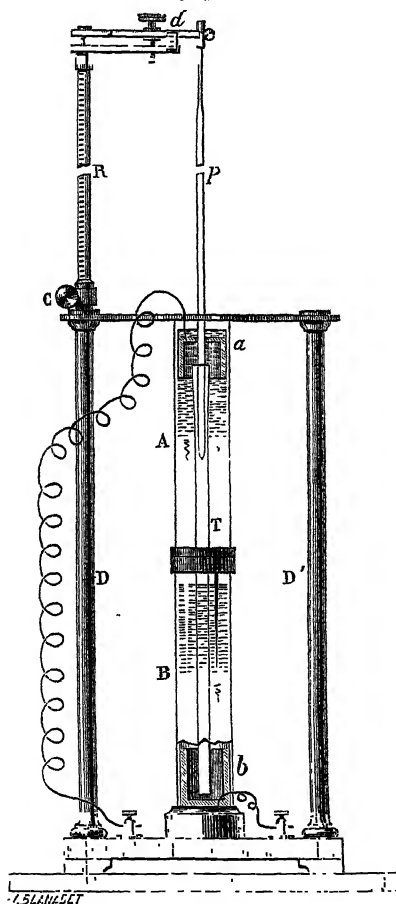
de longueur l , de section s et de conductibilité k que l'on aura mesurée une fois pour toutes. Mais la faible étendue de la surface de l'électrode d laisse craindre que la polarisation des électrodes ne soit pas complètement éliminée dans cet appareil.

MM. Bouty et Foussereau ⁽¹⁾ ont employé un rhéostat à liquide à grande résistance qui évite cet inconvénient. Il est formé (*fig. 95*) de deux éprouvettes de verre A , B , fixées l'une au-dessus de l'autre par un bouchon de caoutchouc

(1) BOUTY et FOUSSEREAU. *Journal de Physique et série 2*, IV, n. 1, 1905.

qui intercepte la communication entre les éprouvettes. Les électrodes de cuivre *a*, *b* sont fixées dans chacun de ces vases et communiquent à des bornes extérieures. Les deux vases

Fig. 95.



sont remplis de sulfate de cuivre; ils communiquent par un tube long et étroit T, dans lequel s'engage, comme un piston, une tige de verre pleine *p* qui le ferme presque exactement, sans toutefois empêcher la continuité du liquide. Deux fortes colonnes D, D' assurent la stabilité du système.

En enfonçant plus ou moins le piston p , on substitue à la résistance de la colonne liquide cylindrique enfermée dans le tube la résistance beaucoup plus grande de la colonne cylindrique creuse comprise entre le tube et le piston. On peut donc faire varier la résistance de ce rhéostat dans des limites très larges. On peut produire les déplacements du piston p à l'aide du bouton à crémaillère C ou de la vis de rappel d ; on les évalue à l'aide des divisions portées par la tige R et la règlette d . Cet appareil doit être gradué par comparaison.

2. *Méthode des courants alternatifs.* — Une électrode polarisée se dépolarise quand on dirige à travers l'auge électrolytique un courant de sens contraire; puis elle se polarise de nouveau en sens inverse. Nous savons d'ailleurs que la polarisation s'établit progressivement, et nous démontrerons qu'elle part d'une valeur nulle pour atteindre sa valeur maximum dans un temps d'autant plus long que l'intensité du courant est plus faible.

Cela posé, si on lance à travers un électrolyte des courants rapidement intervertis et d'intensité suffisamment faible, la polarisation ne pourra acquérir, à un moment quelconque, une valeur appréciable : on pourra en faire abstraction. Les phénomènes d'induction permettent de se procurer ces courants intervertis. Par exemple, M. F. Kohlrausch ⁽¹⁾ a décrit, sous le nom d'*inducteur à sinus*, un électromoteur formé d'un barreau aimanté tournant rapidement au sein d'une spirale immobile; l'intensité des courants qu'il fournit est représentée par la formule

$$I = I_0 \sin \omega t,$$

dans laquelle ω désigne la vitesse angulaire de rotation. Ces courants oscillent entre les valeurs extrêmes $+I_0$, $-I_0$ avec une période

$$T = \frac{2\pi}{\omega},$$

(1) F. KOHLRAUSCH, *Pogg. Ann.*, Jubelband, p. 290; 1874.

qu'on peut rendre aussi petite que l'on veut en augmentant de plus en plus la vitesse angulaire.

On dirige le courant de l'inducteur à sinus à travers un pont de Wheatstone, en remplaçant le galvanomètre par un électrodynamomètre ou un téléphone ⁽¹⁾, appareils qui, comme nous le verrons, sont sensibles aux courants alternatifs; et l'on règle les résistances de manière à ramener l'électrodynamomètre au zéro ou le téléphone au silence; alors la relation

$$(1) \quad \frac{R}{R'} = \frac{r}{r'}$$

se trouve satisfaite. On forme l'une des branches du pont par la résistance liquide R à mesurer, les autres par trois résistances métalliques, dont deux r, r' fixes, et la troisième, R' variable, que l'on règle de manière à établir l'équilibre. On calcule R par la formule (1). C'est la méthode de M. Kohlrausch.

L'application de cette méthode est particulièrement délicate. Elle exige d'abord qu'on attribue aux électrodes la plus grande capacité de polarisation possible; M. Kohlrausch les constitue par des feuilles de platine platiné d'un décimètre carré de surface.

En second lieu, elle n'est praticable que si l'on possède des résistances métalliques *absolument dénuées d'induction*, et cette condition est rarement réalisée, surtout pour les grandes résistances. Il en résulte que, si l'on emploie, par exemple, le téléphone, il est pratiquement impossible de le ramener au silence; on n'observe qu'un minimum de bruit d'autant plus difficile à saisir exactement que les résistances employées sont plus grandes. On doit donc s'astreindre, soit, comme l'a fait M. Kohlrausch, à n'employer que des colonnes liquides de section assez grande et de très faible longueur, soit, comme l'ont proposé MM. Bouty et Foussereau ⁽²⁾, à constituer le pont de Wheatstone exclusivement avec des résistances liquides impolarisables, en prenant comme rhéostat l'appareil

(1) F. KOHLRAUSCH, *Wied. Ann.*, XI, p. 656; 1880.

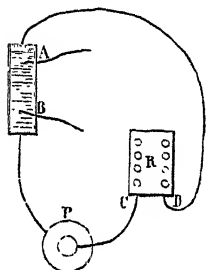
(2) BOUTY et FOUSSEREAU, *Journal de Physique*, 2^e série, t. IV, p. 424; 1885.

de la *fig.* 95. Il faut, de plus, que le nombre des inversions du courant ne descende guère au-dessous de 200 par seconde.

Malgré ces inconvénients, la méthode de M. F. Kohlrausch a été jusqu'ici à peu près la seule employée à l'étranger dans la mesure des résistances liquides.

C. *Méthode électrométrique.* — La méthode électrométrique pour la mesure des résistances liquides et des polarisations individuelles des électrodes a été

Fig. 96.



proposée par Fuchs (1). Elle n'exige pas l'emploi d'un galvanomètre pour la mesure de l'intensité du courant, mais seulement celui d'une résistance métallique connue.

Soient A et B (*fig.* 96) les fils dont les extrémités déterminent les plans équipotentiels comprenant la résistance R à mesurer, CD la résistance métallique R_1 auxiliaire, I l'intensité du courant. Mettons successivement les fils A et B, puis deux autres fils attachés en C et D en relation avec l'électromètre, et soient E, E_1 les forces électromotrices correspondantes; on a

$$E = IR,$$

$$E_1 = IR_1,$$

$$R = \frac{E}{E_1} R_1.$$

Pour que la mesure soit correcte, il suffit que l'intensité du courant n'ait pas varié pendant la durée des mesures.

M. Lippmann (2) a combiné la méthode de Fuchs et celle de Paalzow de la manière suivante : l'électrolyte dont on veut mesurer la résistance est enfermé dans un tube cylindrique portant à ses extrémités des électrodes de même section. Deux trous capillaires A et B déterminent les surfaces équipotentiellles qui comprennent la résistance R; ils sont en relation.

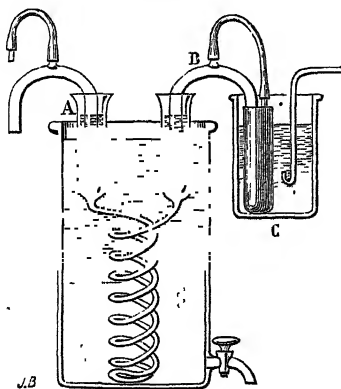
(1) FUCHS, *Pogg. Annalen*, CLVI, p. 161; 1875.

(2) LIPPMANN, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. LXXXIII, p. 192; 1876.

par des tubes de verre remplis du même électrolyte, avec deux électrodes de Paalzow. Cette disposition évite les polarisations accidentelles qui se développeraient dans les fils A et B (*fig. 96*) si leur circuit se trouvait momentanément fermé.

M. Bouty (¹) enferme la colonne liquide dont il veut mesurer la résistance dans un tube enroulé en spirale que l'on maintient à température constante dans un bain-marie et qui se termine par deux entonnoirs A, B (*fig. 97*). Des siphons

Fig. 97.



gros et courts font communiquer le tube AB avec deux vases poreux pleins du même liquide. Ceux-ci sont placés dans des bœaux C, D remplis d'une dissolution de sulfate de zinc et reçoivent le courant soit directement par de grandes électrodes de zinc amalgamé, soit par de gros siphons communiquant avec d'autres résistances liquides.

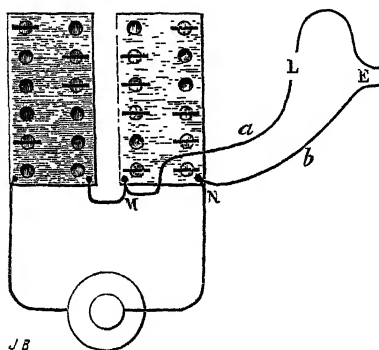
Pour la mesure de la résistance de AB on emploie de véritables électrodes de Paalzow, disposées comme le montre la *fig. 57* (p. 111*). Chacune d'elles consiste en une baguette de zinc amalgamé plongeant dans l'une des tubulures d'un flacon rempli d'une dissolution concentrée de sulfate de zinc; le tube adapté à la troisième tubulure de chaque flacon détermine, par son extrémité,

(¹) BOUTY, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. III, p. 439; *Journal de Physique*, 2^e série, t. III, p. 326, 1884; t. VI, p. 8, 1887.

l'une des surfaces équipotentiellles limitant la résistance liquide à mesurer; mais, pratiquement, la résistance de la colonne capillaire AB est si grande, par rapport à celle des gros siphons et des vases poreux, qu'elle se confond avec la résistance totale à moins de 0,001 près, et que la position attribuée à l'extrémité du tube est indifférente.

L'électromètre employé est celui de M. Lippmann; on le ramène au zéro, dans chaque mesure, à l'aide d'une dérivation variable, prise sur le circuit d'une pile de Daniell, et que l'on règle de façon à compenser la force électromotrice $E = IR$ que l'on veut mesurer. A cet effet, il est commode d'employer deux boîtes de résistances de 10 000 ohms chacune (fig. 98)

Fig. 98.



dont l'une MN constitue la dérivation et qui sont placées l'une à la suite de l'autre dans le circuit d'une pile Daniell; on en dispose les clefs de telle sorte que la résistance totale soit égale à 10 000^{ohms}. Si toutes les clefs de MN sont fermées, la force électromotrice prise en dérivation sur le circuit de l'électromètre L est nulle. Si, maintenant, on enlève la clef 500 de la boîte MN pour la porter sur l'autre, la résistance totale du circuit P n'est pas changée, elle demeure égale à 10 000, mais la force électromotrice prise en dérivation sur L représente $\frac{500}{10000}$ de daniell. Portant ainsi les clefs successives d'une boîte à l'autre, on arrive à compenser exactement la force élec-

tromotrice E, et on lit directement sur la boîte MN le nombre de 10 000^{ièmes} de daniell qui la représente.

S'il s'agit de mesurer en valeur absolue la résistance spécifique d'un liquide, on remplira successivement le tube AB de ce liquide et de mercure pur à 0°. Le rapport des deux résistances, multiplié par la résistance spécifique 94340 du mercure, donne en unités C.G.S la résistance spécifique cherchée. La résistance des électrolytes étant énorme, eu égard à celle des métaux, il est difficile de répondre de l'exactitude d'une mesure de cette espèce à plus de $\frac{1}{100}$ près.

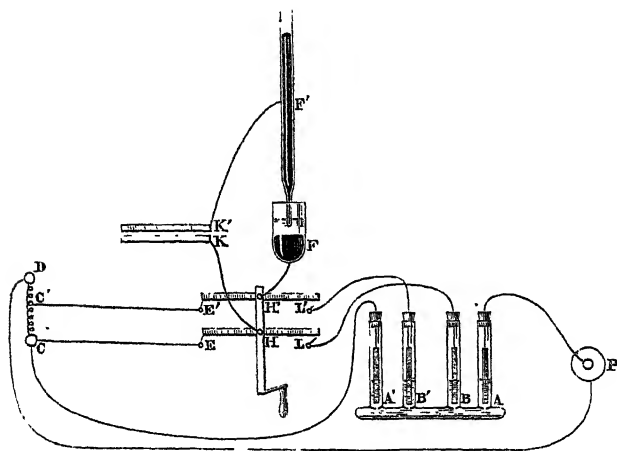
Si l'on veut seulement comparer entre elles les résistances spécifiques de deux électrolytes, l'exactitude des mesures peut être poussée beaucoup plus loin, parce qu'alors les deux nombres à comparer sont du même ordre de grandeur. Les résistances employées sont souvent très considérables, et l'on trouve en général plus avantageux de les comparer, non à une même résistance métallique, mais à une même résistance liquide d'une grandeur intermédiaire à celles que présentera le tube AB successivement rempli des deux électrolytes.

CONDUCTIBILITÉ DES ÉLECTROLYTES FONDUS. — Pour mesurer la résistance des sels fondus, M. Foussereau (1) emploie un tube en U à quatre branches ABA'B' (fig. 99), que l'on chauffe au bain-marie à une température suffisamment élevée pour le remplir de sel fondu. Les deux tubes extrêmes A, A' renferment les électrodes de platine qui amènent le courant; les intermédiaires B, B' renferment les électrodes parasites qui, dans le cas actuel, sont également en platine et plongent directement dans le sel fondu. Les quatre branches verticales communiquent avec le tube par des orifices capillaires. M. Foussereau s'est assuré que, dans la région moyenne comprise entre B et B', les surfaces équipotentiellles sont des plans normaux à l'axe du tube, et que la résistance mesurée est celle d'un cylindre liquide ayant pour longueur la distance de l'axe des deux trous et pour section celle du tube. On en déduit la résistance spécifique.

(1) FOUSSEREAU, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. V, p. 241; *Journal de Physique*, 2^e série, t. IV, p. 189; 1885.

Pour rendre plus rapide la comparaison de la résistance électrolytique et d'une résistance métallique CC' comprise dans le même circuit, M. Fousseureau dispose un commutateur HH' qui lui permet de substituer rapidement ces deux résistances l'une à l'autre dans le circuit de l'électromètre. Celui-ci comprend simplement un condensateur KK' (fig. 99) dont les deux

Fig. 99.



armatures se chargent jusqu'à ce que la force électromotrice qu'elles présentent équilibre celle qui existe entre les deux extrémités de la résistance. L'électromètre est alors au zéro, et, si son équilibre persiste quand on fait basculer le commutateur, c'est que les forces électromotrices, par conséquent les résistances à comparer, sont égales. La capacité du condensateur étant très petite par rapport à la capacité de polarisation ⁽¹⁾ des électrodes parasites, on évite par cette disposition le risque de faire passer à travers ces dernières une quantité d'électricité capable de leur communiquer une polarisation notable.

Le Tableau suivant résume les résultats obtenus par M. Fousseureau.

Sel.	Point de fusion.	Intervalle de température	Résistance spécifique en ohms.
	⁰		
KO, ClO ⁵	359	359"	1,19
KO, AzO ⁴	327	329" à 355"	0,088 — 0,01346 t
NaO, AzO ⁵	298	300" à 356"	21,158 — 0,1053 t — 0,0001411 t ²
KO, AzO ⁵ + NaO, AzO ⁵	219	119" à 355"	9,047 — 0,04213 t — 0,00005399 t ²
AzH ³ O, AzO ⁵	153	154" à 188"	5,745 — 0,007148 t — 0,0000651 t ²
KO, AzO ⁵ + NaO, AzO ⁵			
+ AzH ³ O, AzO ⁵	126	140" à 180"	9,859 — 0,0357 t
Zn Cl	256	258" à 310"	31,190 — 0,1646 t — 0,0002366 t ²

La résistance décroît quand la température s'élève et l'ordre de grandeur des résistances spécifiques des sels fondus est le même que pour les sels dissous de concentration moyenne.

CONDUCTIBILITÉ DES SELS NEUTRES EN DISSOLUTION TRÈS ÉTENDUE.

— On doit admettre que les diverses propriétés d'un même corps sont fonction les unes des autres. Si donc on veut découvrir des relations relatives à certaines propriétés, il faut placer les corps que l'on étudie dans des conditions qui les rendent comparables sous tous les autres rapports. Par exemple, les divers sels étudiés par M. Foussereau ne fondent pas à la même température, leurs densités, leurs viscosités sont différentes; on ne peut s'attendre à trouver de relation simple entre leurs conductibilités.

Considérons au contraire les divers sels en dissolution aqueuse très étendue. Les propriétés générales de ces dissolutions sont presque identiques; elles ne diffèrent que par la constitution chimique du sel dissous. Mais il se trouve que la conductibilité électrique de ces dissolutions est énorme par rapport à celle de l'eau pure. On peut donc s'attendre à trouver une relation entre ces conductibilités et la composition chimique. C'est en effet ce qui a été démontré par M. Bouty (¹).

Les conductibilités moléculaires des sels neutres dissous

(¹) BOUTY, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. III, p. 433, 1884; *Journal de Physique*, 2^e série, t. III, p. 325, et t. VI, p. 5.

tendent vers une même valeur quand la dilution croît indéfiniment.

S'il en est ainsi et si l'on compare entre elles les résistances spécifiques de dissolutions contenant un même poids p de divers sels, pour $P - p$ d'eau le rapport r des résistances doit tendre vers le rapport ρ des équivalents quand, P restant fixe, le poids p tend vers zéro. C'est ce qui arrive en effet, comme on s'en convaincra par le Tableau suivant. On a pris pour mesure de la concentration le rapport $\frac{p}{P}$ du poids de sel au poids de la dissolution. Toutes les résistances sont rapportées à celle du chlorure de potassium de même concentration.

Formule du sel	Equivalent	$\frac{1}{20}$.	$\frac{1}{200}$.	$\frac{1}{1000}$.	$\frac{1}{4000}$.	P
AzH ⁺ Cl	53,5	0,743	0,730	0,724	0,718	0,718
K C ² Az	65	»	0,948	0,917	0,872	0,872
AzH ⁺ O, SO ³	66	»	1,057	1,009	0,986	0,986
KO, CO ²	69	1,221	1,112	1,038	1,016	0,926
KCl	74,5	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
AzH ⁺ O, Cr O ³	76,2	»	1,193	1,145	»	1,023
AzH ⁺ O, AzO ⁵	80	1,203	1,134	1,156	1,133	1,074
KO, C ² AzO	81	»	1,231	1,238	1,196	1,087
KO, SO ³	87	1,307	1,338	1,257	1,182	1,169
KO, CrO ³	98	1,473	1,375	1,312	»	1,304
KO, AzO ⁵	101	1,555	1,431	1,371	»	1,356
KOSeO ³	110,75	»	1,638	1,557	1,372	1,487
KBr	119	1,472	1,536	1,531	»	1,597
KO, ClO ³	122,5	»	1,717	1,649	»	1,649
KO, ClO ⁷	138,5	»	1,898	1,867	»	1,859
AgO, SO ³	156	»	»	2,131	1,981	2,091
KO, Mn ² O ⁷	158	»	»	2,269	2,121	2,121
ZnI	160	»	»	2,333	2,160	2,148
PbO, AzO ⁵	165,5	3,721	2,834	2,530	2,312	2,221
KI	166	2,132	2,202	2,108	»	2,233
AgO, AzO ⁵	170	2,865	2,480	2,480	2,149	2,281
TiO, SO ³	260	»	4,041	3,611	3,238	3,382

Sels hydrates ou formant avec l'eau des combinaisons définies.

Formule du sel.	Equivalent	Valeurs de r pour des concentrations de					ρ
		20°	40°	100°	200°	400°	
CaCl ₂	55,5	1,071	0,998	0,932	»	0,880	0,745
KFl.....	58	»	0,999	0,959	»	0,942	0,778
MnCl + 4HO.....	99	2,070	1,868	1,673	»	1,567	1,329
MgCl + 6HO.....	101,5	1,824	1,645	1,541	»	1,402	1,362
BaCl + 2HO.....	122	2,114	1,857	1,772	»	1,558	1,638
MgO, AzO ₃ + 6HO.....	128	»	2,273	2,147	»	1,998	1,718
NaO, CO ₂ + 10HO.....	143	1,531	2,273	2,461	»	2,324	1,919
CuO, AzO ₃ + 6HO.....	147,75	2,924	2,561	2,486	»	2,251	1,983
ZnO, AzO ₃ + 6HO.....	149	2,842	2,569	2,533	2,345	»	2,000
CdO, AzO ₃ + 4HO.....	155	3,144	2,796	2,701	2,559	»	2,081
BaO, S ² O ₃ + 4HO.....	185	»	3,998	2,708	2,477	»	2,483
(UO ₂)O, AzO ₃ + 5HO.....	241	»	4,217	3,888	»	3,636	3,262
<i>Sulfates.</i>							
MgO, SO ₃ + 7HO.....	123	4,385	3,103	»	»	2,063	1,651
CuO, SO ₃ + 5HO.....	124,75	5,241	3,703	2,664	»	2,194	1,674
FeO, SO ₃ + 7HO.....	139	»	3,797	3,019	»	2,500	1,866
NiO, SO ₃ + 7HO.....	140,5	»	3,601	2,924	»	2,492	1,881
CoO, SO ₃ + 7HO.....	140,5	»	3,752	2,945	»	2,447	1,886
ZnO, SO ₃ + 7HO.....	144	3,650	3,715	»	»	2,358	1,932
NaO, SO ₃ + 10HO.....	161	3,556	2,876	»	2,578	»	2,161

Les divergences, d'ailleurs assez médiocres, doivent être attribuées au défaut d'identité absolue dans la constitution chimique des différents sels en dissolution très étendue.

M. F. Kohlrausch a indiqué le premier que la variation de résistance de certains sels avec la dilution est proportionnelle au facteur

$$1 + \Lambda m^{\frac{1}{3}},$$

m représentant le nombre d'équivalents de sel en grammes par litre de la dissolution. Cette loi, vérifiée par M. Bouty dans un très grand nombre de cas, s'applique en particulier au chlorure de potassium. Soit ρ la résistance spécifique d'une dissolution contenant $73^{\text{gr}},5 \times m$ de chlorure de potassium par litre; $K = 15^{\text{ohms}},415$ la résistance spécifique à 0° de la dissolution normale contenant $73^{\text{gr}},5$ de chlorure de potassium par litre; on a, pour $m < 0,1$,

$$(1) \quad \rho = 0,8K \frac{1}{m} \frac{1 + 0,2976m^{\frac{1}{3}}}{1 + 0,0333t} = 12,332 \frac{1}{m} \frac{1 + 0,2976m^{\frac{1}{3}}}{1 + 0,0333t}.$$

Le coefficient de $m^{\frac{1}{3}}$ dans la formule (1) change d'un sel à un autre; le binôme relatif à l'effet de la température est au contraire le même pour tous les sels neutres, de sorte que, si la loi d'équivalents se trouve vraie à une température donnée, elle persiste sans modification à toute autre température. Quant au facteur 12,332, il doit être exactement le même, pour tous les sels. C'est en effet ce que M. Bouty a vérifié pour le chlorure de potassium, le sulfate et le nitrate de potasse, le nitrate de plomb et le sulfate de zinc (¹).

Voici, par exemple, les résultats relatifs à ce dernier sel, dont la résistance spécifique ρ' , pour des valeurs de $m < 0,1$, est représentée par la formule

$$\rho' = 12,332 \frac{1}{m} \frac{1 + 3,255m^{\frac{1}{3}}}{1 + 0,0333t}.$$

(¹) *Journal de Physique*, 2^e série, t. VI, p. 5; 1887.

J et B., *La pile*. — IV, 2^e fasc. (4^e édit., 1888.)

m.	$\frac{p'}{p}$		Différence.
	observé	calculé.	
0,1	2,420	2,375	+ 0,045
0,05	2,159	2,091	+ 0,068
0,02	1,815	1,805	— 0,010
0,01	1,639	1,639	0,000
0,005	1,485	1,507	— 0,022
0,002	1,283	1,374	— 0,091
0,001	1,269	1,297	— 0,030
0,00025	1,158	1,187	— 0,029

On ne peut étendre les comparaisons à des dissolutions beaucoup plus étendues, car alors la conductibilité du sel dissous deviendrait comparable à celle que les impuretés qu'elle contient communiquent à l'eau distillée, et l'on n'aurait plus affaire à la dissolution d'un sel pur, mais à des mélanges de constitution inconnue.

RELATION ENTRE LA LOI DE FARADAY ET LA LOI DES CONDUCTIBILITÉS MOLÉCULAIRES. — La loi des conductibilités moléculaires des sels en dissolution très étendue doit être rapprochée de la loi de Faraday. Deux dissolutions salines qui s'équivalent, d'après la dernière, pour le transport de quantités égales d'électricité, s'équivalent aussi, d'après la première, pour la résistance offerte au courant. M. Bouty ⁽¹⁾ a vérifié, par l'étude des phosphates de divers corps de la formule $M^n R^m$ et de sels doubles indécomposables par l'eau, que les corps dont la formule chimique représente plusieurs équivalents électrochimiques au point de vue de la loi de Faraday représentent le même nombre d'équivalents au point de vue de la loi des conductibilités moléculaires. Ainsi $PtCl_2$ représente $2^q : Au^2Cl_3$; $Fe_2O_3, 3SO_3$; $3NaO, PhO_3$ en représentent trois, tandis que $NaO, 2H_2O, PhO_3$ n'en représente qu'un seul. La même règle s'applique au bichromate de potasse $KO, 2CrO_3$ et au ferrocyanure de potassium K^2FeCy^3 , dont l'électrolyse s'effectue,

(1) BOUTY, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. III, p. 459.

suivant Hittorf, d'après les symboles



et qui représentent respectivement 1^{eq} et 2^{eq} électrochimiques.

PHÉNOMÈNE DU TRANSPORT DES IONS. — L'électrolyse d'un certain nombre de sels dissous présente une particularité qui a beaucoup exercé la perspicacité des physiciens et sur l'interprétation de laquelle on est loin d'être d'accord. C'est le *phénomène du transport des ions*.

Considérons un voltamètre à lames de platine, dont nous supposons les électrodes très écartées et la construction telle qu'on peut, après l'électrolyse, séparer les liquides qui baignent le pôle positif et le pôle négatif, pour en faire l'analyse. Quand le voltamètre contient, par exemple, une dissolution de sulfate de potasse, on trouve qu'après une durée quelconque de l'électrolyse la liqueur s'est également appauvrie aux deux pôles. Si le voltamètre a été divisé en deux moitiés égales et si 1^{eq} de sel a été décomposé, il manque $\frac{1}{2}$ équivalent de sulfate de potasse de part et d'autre et l'on trouve à la place 1^{eq} d'acide sulfurique autour du pôle positif où s'est dégagé 1^{eq} d'oxygène, 1^{eq} de potasse au pôle négatif où s'est dégagé 1^{eq} d'hydrogène : *c'est l'électrolyse normale*.

Si, au contraire, le voltamètre contient une dissolution de nitrate de soude, on trouve que la liqueur s'appauvrit surtout autour du pôle négatif. Quand 1^{eq} de potasse a apparu au pôle négatif, la perte de concentration au pôle négatif est de 0,614 KO, AzO³, et au pôle positif de 0,386 KO, AzO³. Les nombres $n = 0,614$, $p = 0,386$ ont été désignés par Hittorf (1) sous le nom de *nombres de transport* (*Ueberführungszahlen*). Dans le cas des électrolyses normales, on a

$$n = p = 0,5.$$

(1) HITTORF, *Pogg. Ann.*, LXXXIX, p. 177; XCVIII, p. 1; CIII, p. 1; CVI, p. 337 et 513; 1853-59.

On verra par les Tableaux suivants : 1° que les sels anhydres dont les conductibilités, en dissolution étendue, obéissent à peu près à la loi des équivalents même pour les dilutions médiocres (*voir* p. 207*), offrent des valeurs de n voisines de l'unité ; 2° que les sels hydratés qui s'écartent beaucoup de la loi des équivalents pour des dilutions médiocres, mais qui s'en rapprochent de plus en plus pour des dilutions croissantes, présentent des valeurs de n qui, d'abord très différentes de 0,5, s'en rapprochent à mesure que la dilution augmente. S représente le poids d'eau uni à 1^{er} de sel.

Résultats des expériences de Hittorf.

SELS ANHYDRES.

Nature du sel	S	n
AzH ⁴ Cl.....	5,275-175,28	0,513
KC ² Az.....	{ 7,657 104,75	0,457
		0,47
KCl.....	{ 4,845- 6,610 18,41 - 449,1	0,516
		0,515
KO, SO ³	{ 11,873- 2,032 412,8	0,500
		0,498
KO, CrO ³	9,535	0,512
KO, AzO ⁵	{ 4,6216	0,479
	{ 9,6255	0,487
	{ 31,523	0,494
	{ 91,09	0,497
KBr.....	2,359-116,5	0,493-0,516
KO, ClO ⁵	{ 26,605 114,967	0,445
		0,462
KO, ClO ⁷	118,66	0,463
AgO, SO ³	123	0,5543
KI.....	2,7227-170,3	0,492-0,512
AgO, AzO ⁵	{ 3,48	0,468
	{ 5,18	0,495
	{ 10,38	0,510
	{ 11,5-247,3	0,5256

SELS HYDRATÉS OU CONTRACTANT AVEC L'EAU DES COMBINAISONS DÉFINIES.

Nature du sel	S	n
CaCl.....	1,6974	0,780
	2,0683	0,771
	2,3608	0,765
	2,739	0,749
	3,9494	0,727
	10,918	0,683
	138,26	0,673
MnCl + 4HO	229,2	0,683
	3,3061	0,758
	190,41	0,682
MgCl + 6HO	2,4826	0,806
	3,6442-3,8764	0,778
	22,1899	0,706
	128,3	0,677
BaCl + 2HO	241,314	0,678
	3,238- 3,777	0,662
	8,388	0,642
MgO, SO ³ + 7HO	79,6- 106,7	0,614
	5,2796	0,762
	309,58	0,636
CuO, SO ³ + 5HO	6,35	0,724
	9,56	0,712
	18,08	0,675
	39,67-148,3	0,645
ZnO, SO ³ + 7HO	2,5244	0,778
	1,0518	0,760
	267,16	0,636

Il semble donc bien établi que le double caractère d'obéir à la loi des équivalents au point de vue de la conductibilité et de présenter une électrolyse normale sont corrélatifs. Une nouvelle preuve en est fournie par certains sels, tels que le nitrate de soude, le chlorure de sodium, etc., qui, n'obéissant pas rigoureusement à la loi des équivalents, même à la limite, présentent une valeur de n différente de 0,5 et qui ne paraît pas tendre vers la limite 0,5 quand S croît indéfiniment.

Résultats des expériences de Hittorf.

Nature du sel.	S	n
NaO.AzO ³	2,0661	0,588
	2,994	0,600
	34,756-128,71	0,614
NaCl.....	3.472-5,542	0,648
	20,706	0,634
	104,76	0,608
	308,78	0,625
BaO, AzO ³	320,33	0,617
	16,231	0,641
	56,48	0,620
	133,62	0,602

Il est à remarquer que rien d'analogue au phénomène du transport des ions n'a été constaté jusqu'ici dans l'électrolyse des sels fondus.

INTERPRÉTATION DU PHÉNOMÈNE DU TRANSPORT DES IONS. —

Deux interprétations différentes du phénomène du transport des ions ont été proposées par les physiciens. Hittorf pensa, et cette opinion est très répandue en Allemagne, que les deux éléments dans lesquels le courant dédouble un électrolyte, les deux *ions* de Faraday, se déplacent à travers la masse non décomposée avec des vitesses différentes proportionnelles à n et à p . Cette conception d'une nouvelle propriété spécifique des corps par rapport à l'électricité, admissible à la rigueur, est peu satisfaisante pour l'esprit; elle offre l'inconvénient de ne s'appuyer que sur des faits observés dans le cas complexe des dissolutions, cas dans lesquels la vraie nature de l'électrolyte est inconnue *a priori* et peut changer avec la dilution.

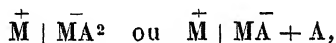
La deuxième interprétation du phénomène consiste à admettre que la molécule électrolytique véritable peut différer de la molécule saline des chimistes, et à déterminer la composition qu'il faut attribuer à cette molécule, pour que l'appauvrissement inégal de la liqueur aux deux pôles en soit la conséquence.

Les singularités que nous avons signalées à propos de

l'application de la loi de Faraday montrent déjà que les analogies chimiques ne suffisent pas toujours à révéler la vraie nature de l'électrolyte : ainsi l'eau dite *basique* des phosphates, loin d'être décomposée par le courant comme la base métallique, fait intégralement partie du radical électronégatif; d'où résulte qu'un excès d'eau se trouve transporté au pôle positif. En ce cas, si le voltamètre était séparé en deux parties égales par une cloison poreuse, la quantité de sel perdue de part et d'autre serait, il est vrai, la même; mais la concentration diminuerait davantage au pôle négatif.

On peut en outre supposer que les molécules salines possèdent, dans les dissolutions concentrées, des groupements complexes, qui se modifient et en général se détruisent par la dilution. Ce n'est point là une hypothèse gratuite : c'est ce que les recherches calorimétriques tendent à établir dans un certain nombre de cas.

Considérons, par exemple, le cas d'une polymérie et soit MA la molécule simple, M^2A^2 la molécule électrolytique. L'électrolyse de M^2A^2 peut avoir lieu suivant le symbole



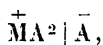
et alors on pourra dire qu'en même temps qu'un équivalent MA de sel a été décomposé par le courant, un autre équivalent MA a été transporté au pôle positif. Supposons toujours le voltamètre partagé en deux par une cloison poreuse. La perte de concentration étant 1 de part et d'autre, par le fait de l'électrolyse d'une molécule double, une quantité de sel égale à 1 se trouve en outre restituée au pôle négatif. La perte sera donc nulle de ce côté, et l'on aura $p = 0$, $n = 1$. Si la molécule double M^2A^2 est complètement dissociée en 2MA, l'électrolyse aura pour symbole



et l'on aura $p = 0,5$; $n = 0,5$. Entre ces deux limites on pourra avoir toutes les valeurs de n comprises entre 1 et 0,5; mais généralement la dissociation croît avec la dilution, et n

décroît à mesure que la dilution augmente, comme le montrent de nombreux exemples empruntés aux Tableaux ci-dessus.

Dans d'autres cas, l'électrolyse de la molécule double M^2A^2 peut avoir lieu suivant le symbole



ce qui rendra compte des observations où l'on trouve $p > n$.

Cette hypothèse, proposée par M. Svante Arrhenius ⁽¹⁾, possède l'avantage de s'appuyer sur des faits connus et d'expliquer en même temps les variations de la conductibilité moléculaire rattachées intimement à celle des nombres p et n par les recherches de M. Bouty. Si l'on admet que toutes les molécules électrolytiques possèdent la même conductibilité dans les liqueurs étendues, comme M. Arrhenius le veut *a priori*, on voit que la dissociation progressive des molécules doubles doit accroître cette conductibilité quand la dilution augmente, et c'est en effet ce qui résulte de l'expérience. La loi des conductibilités moléculaires signifierait alors que les molécules des sels neutres sont simples dans les dilutions extrêmes; les sels qui présentent l'électrolyse anormale ne rentrent pas dans la loi, parce qu'à la limite leurs molécules complexes ne sont pas complètement dissociées; ils possèdent moins de molécules électrolytiques que les sels normaux.

CONDUCTIBILITÉ DES ACIDES ET DES BASES EN DISSOLUTION ÉTENDUE. — Les acides et les bases susceptibles de s'hydrater en se dissolvant dans l'eau se comportent, tant au point de vue du transport des ions qu'à celui de la conductibilité, comme des sels fortement anormaux.

Voici, par exemple, les nombres de Hittorf pour l'acide sulfurique :

S. . . .	0,5574	1,4383	5,415	23,358	97,16	161,4
"	0,400	0,288	0,174	0,177	0,212	0,206

(1) SVANTE ARRHENIUS, Lettre à M. O. Lodge, insérée aux Rapports de l'Association britannique, 1887. Voir *Journal de Physique*, 2^e série, t. VI, p. 433.

D'autre part, la résistance spécifique de l'acide sulfurique en dissolution très étendue est représentée, d'après M. Bouty (1), par la formule

$$S' = 3^{0.1ms}, 157 \frac{1}{m} \frac{(1 + 1,661 m_3^4)}{1 + 0,02108 t},$$

qui lui assigne à la limite une conductibilité moléculaire 3,906 fois plus forte que celle d'un sel neutre à la température de 0°, et 3,165 fois plus forte seulement à 32°. Les acides chlorhydrique et azotique très étendus possèdent à la limite sensiblement la même anomalie et la même conductibilité moléculaire que l'acide sulfurique, tandis que les acides chlorique et chromique et surtout les acides organiques (2) possèdent des conductibilités moléculaires très différentes. Les dissolutions des bases hydratées présentent des singularités analogues. Enfin on sait que les dissolutions des acides ou des bases non susceptibles de s'hydrater ne conduisent pas.

Il est naturel de conclure de cet ensemble de faits que les électrolytes contenus dans les dissolutions des acides ou des bases ne possèdent pas la composition des monohydrates, et que le nombre des molécules électrolytiques qu'ils contiennent varie d'une manière différente pour chacun d'eux, avec la température et avec la dilution.

L'étude de la conductibilité des mélanges d'acides et de sels neutres confirme ces conclusions (3).

CONDUCTIBILITÉ DES MÉLANGES. — Quand on mêle en proportion quelconque deux dissolutions salines étendues de même concentration moléculaire, c'est-à-dire contenant le même nombre d'équivalents de sel par litre *et non susceptibles d'exercer entre elles une action chimique*, la conductibilité spécifique du mélange est égale à la moyenne des conductibilités spécifiques de ses éléments, c'est-à-dire que, si l'on mêle p litres d'un sel

(1) BOUTY, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CIV, p. 1611; 1887.

(2) BOUTY, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. III, p. 477, 1884; *Journal de Physique*, 2^e série, t. III, p. 343.

(3) BOUTY, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CIV, p. 1701; 1887.

de conductibilité a et q litres d'un sel de conductibilité b , la conductibilité x du mélange est

$$(1) \quad x = \frac{pa + qb}{p + q}.$$

Cette loi expérimentale a été vérifiée par M. Bouty ⁽¹⁾ pour divers sels normaux, de même acide ou de même base, et non susceptibles de se combiner pour former des sels doubles. Elle permet de calculer la conductibilité d'un mélange quelconque de deux sels sans action chimique, quand on connaît la loi de variation de la conductibilité de chacun d'eux avec la dilution ⁽²⁾. Il suffit, en effet, de supposer que chacune des dissolutions que l'on veut mêler a été concentrée ou diluée d'avance, de manière à posséder précisément la concentration moléculaire du mélange, de calculer leurs nouvelles conductibilités et leurs nouveaux volumes, puis d'appliquer la formule (1).

Le résultat x de ce calcul diffère de la moyenne μ des conductibilités d'une quantité ε positive ou négative, qui, en général, n'est pas négligeable. ε s'annule, d'après la loi énoncée, quand les deux dissolutions que l'on mêle ont la même concentration moléculaire ⁽³⁾.

Si, au lieu de mêler deux sels neutres normaux, par exemple du chlorure de potassium et du nitrate de potasse, on mêle de l'azotate de potasse et de l'acide azotique à concentrations moléculaires égales m , on constate que la conductibilité du mélange n'est plus égale à la moyenne des conductibilités des dissolutions séparées; ε n'est pas nul, mais il le devient pour une certaine concentration $m' < m$ de l'acide azotique. On doit en conclure que la dissolution de AzO^3 contient plus de molécules électrolytiques que celle de KO , AzO^3 .

Les mélanges des acides entre eux, et particulièrement des

(1) Bouty, *Journal de Physique*, 2^e série, t. VI, p. 17; 1887.

(2) Bouty, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CIV, p. 1699; 1887.

(3) L'expérience et le calcul montrent que, si l'on attribue une concentration fixe m à l'une des dissolutions et que l'on fasse varier la concentration m' de l'autre, ε peut s'annuler une seconde fois, pour une valeur de m' différente de m .

acides organiques, ont été étudiés par M. Svante Arrhenius ⁽¹⁾; ils offrent les mêmes phénomènes généraux; le mélange de leurs dissolutions équivalentes ne donne pas des valeurs nulles de ε ; ces dissolutions ne renferment pas un même nombre de molécules électrolytiques. Tous ces résultats sont en accord avec ceux auxquels nous a conduits la considération des conductibilités limites.

APPLICATION DE LA MESURE DES CONDUCTIBILITÉS A L'ÉTUDE DES ÉQUILIBRES CHIMIQUES. — Quand on sait calculer la conductibilité x d'un mélange, dans l'hypothèse où les dissolutions mêlées n'exercent pas d'action chimique, il suffit de mesurer la conductibilité réelle C pour reconnaître même une trace de réaction insensible au calorimètre. La différence $C - x$ peut être prise pour mesure de l'intensité de la réaction, si elle est suffisamment faible; si elle est énergique, il faudra avoir recours, suivant l'espèce, à des procédés de calcul particuliers dont M. Bouty et M. Foussereau ont fourni, chacun de leur côté, plusieurs exemples. C'est ainsi que M. Foussereau a pu étudier la décomposition lente des chlorures par l'eau ⁽²⁾, d'où résultent des mélanges contenant de l'acide chlorhydrique libre; l'influence que la pression exerce sur ce phénomène ⁽³⁾; enfin divers phénomènes réversibles de décomposition de sels par l'eau ⁽⁴⁾. M. Bouty a montré comment on peut calculer le coefficient de partage des acides dans la réaction de deux sels neutres d'acide et de base différents ⁽⁵⁾; enfin, il a pu calculer soit la quantité de sulfate double contenue dans un mélange de sulfate de potasse et de sulfate de

(1) M. Svante Arrhenius, qui a étudié spécialement la conductibilité des mélanges d'acides, nomme deux dissolutions pour lesquelles ε est nul, des dissolutions *isohydriques* (*Wied. Ann.*, XXX, p. 51; 1887). M. Bouty a établi (*Journal de Physique*, 2^e série, t. VI, p. 438) que cette notion est incomplète.

(2) FOUSSEREAU, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. XI, p. 383; *Journal de Physique*, 2^e série, p. 349; 1887.

(3) FOUSSEREAU, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. XII, p. 393, 1887; *Journal de Physique*, 2^e série, t. VII, p. 25.

(4) FOUSSEREAU, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. XII, p. 553, 1887; *Journal de Physique*, 2^e série, t. VII, p. 30.

(5) BOUTY, *Journal de Physique*, 2^e série, t. VI, p. 19; 1887.

zinc, ou la quantité de bisulfate de potasse contenue dans un mélange quelconque d'acide sulfurique et de sulfate neutre, et sa variation avec la température (¹). Les résultats de ces dernières expériences sont parfaitement d'accord avec ceux que M. Berthelot avait obtenus, à l'aide du calorimètre, sur des dissolutions plus concentrées.

Les méthodes mises en œuvre dans ces applications paraissent devoir être d'autant plus fécondes que la mesure électrométrique des conductibilités se réalise sans difficulté, soit avec des dissolutions trop étendues pour que leur mélange développe un phénomène calorifique sensible, soit à des températures très éloignées de la température ambiante. Elles permettront de résoudre une série de problèmes inaccessibles jusqu'ici à l'analyse chimique ou calorimétrique.

CONDUCTIBILITÉ DE L'EAU ET DE L'ALCOOL ; APPLICATION DE LA MESURE DES CONDUCTIBILITÉS A L'APPRÉCIATION DE LA PURETÉ D'UNE SUBSTANCE. — Les liquides, tels que l'eau, l'alcool, qui par leur constitution chimique ne peuvent être rapprochés des sels, possèdent cependant une conductibilité électrique appréciable. Celle de l'eau distillée commune, étudiée avec grand soin par M. Fousereau (²), est parfaitement mesurable par les procédés déjà décrits, mais elle est variable d'un échantillon à un autre, suivant que cette eau a été conservée plus ou moins longtemps dans des vases de verre fermés, etc. Ces variations ne peuvent être attribuées qu'à des traces de matières salines, acides ou basiques, inappréciables aux réactifs chimiques les plus délicats, et que l'eau distillée a empruntées, soit aux appareils de distillation, soit à l'air des laboratoires, soit aux vases dans lesquels on la conserve. De l'eau distillée avec des précautions spéciales dans des vases de platine et recueillie dans des vases de porcelaine ne s'est pas montrée moins conductrice que certains échantillons d'eau distillée commerciale.

Les résistances spécifiques mesurées par M. Fousereau,

(¹) BOUTY, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CIV, p. 1789 et 1839; 1887.

(²) FOUSEREAU, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. V, p. 338.

vers la température de 15° , ont varié, suivant les échantillons, de $1,289.10^5$ ohms à $7,125.10^5$, c'est-à-dire à peu près comme 1 et 6. M. F. Kohlrausch ⁽¹⁾ a obtenu une eau distillée à laquelle il attribue une résistance encore plus forte de $3,109.10^6$ à 15° , près de 25 fois supérieure à celle de l'échantillon le plus conducteur de M. Fousereau. Si l'on supposait l'eau chimiquement pure *absolument dénuée de conductibilité*, il suffirait, d'après les formules des pages 209* et 217*, de 0,64 millièmes de chlorure de potassium ou d'environ 0,1 millionième d'acide chlorhydrique (un dixième de milligramme par litre) pour expliquer la conductibilité de l'eau la plus résistante de M. Fousereau, et de 0,02 millionième de ce même acide pour l'eau distillée de M. Kohlrausch. Il est impossible d'affirmer que des quantités aussi faibles de matières étrangères ne puissent exister dans l'eau, dissolvant si actif de la plupart des matières salines; on pourrait donc, à la rigueur, révoquer en doute la conductibilité propre de l'eau distillée. En tout cas, cette conductibilité, si elle existe, est inférieure à toutes les valeurs numériques qu'on lui a attribuées jusqu'ici; elle est incomparablement moindre que celle des électrolytes.

L'alcool absolu, étudié par M. Fousereau ⁽²⁾, a donné, suivant les échantillons des résistances spécifiques comprises entre $2,47.10^6$ et $7,031.10^6$ ohms à la température de 15° . L'alcool paraît donc encore plus résistant que l'eau; mais, comme elle, il s'altère par son séjour dans le verre, et sa résistance peut ainsi descendre jusqu'à $2,78.10^5$ ohms. On doit faire, relativement à la valeur et même à l'existence de sa conductibilité propre, les mêmes réserves que pour l'eau.

On peut être assuré que la plupart des liquides organiques de constitution non saline offriraient des phénomènes analogues ⁽³⁾. Ils sont d'autant plus résistants qu'ils sont plus purs et qu'ils se trouvent moins aptes à dissoudre des sels, des acides ou des bases. L'étude des conductibilités fournit donc un procédé très délicat pour vérifier la pureté de quel-

(1) F. KOHLRAUSCH, *Berichte der Akad. der Wissenschaften zu Berlin*, 1884; $\alpha = 3.773.10^6$ à 8° .

(2) FOUSEREAU, *Journal de Physique*, 2^e série, t. IV, p. 450; 1885.

(3) BOUTY, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. III, p. 476; 1884.

ques-uns d'entre eux ou pour mesurer certaines altérations qu'ils subissent. Ainsi l'urée, en dissolution dans l'eau, est isolante, mais peut donner naissance à des sels ammoniacaux bons conducteurs, etc.

CONDUCTIBILITÉ DES DIÉLECTRIQUES. — MÉTHODES DE MESURE. —

Peu de corps sont assez isolants pour qu'un électromètre placé dans le circuit d'une pile ne se charge pas lentement à travers une couche mince de ces substances. On peut donc évaluer leur conductibilité, mais les méthodes précédemment décrites doivent être modifiées. Il suffira parfois de diminuer la résistance à mesurer en la constituant par une couronne cylindrique d'assez grande longueur, comprise entre deux électrodes cylindriques concentriques ⁽¹⁾, et de substituer aux résistances métalliques étalonnées, servant de terme de comparaison, des résistances de graphite, obtenues en traçant des traits au crayon sur une plaque d'ébonite bien sèche ⁽²⁾. Chacun de ces traits de graphite aboutit à deux pinces métalliques, fixées une fois pour toutes, auxquelles on attache les fils conducteurs. De telles résistances augmentent d'abord rapidement par la chute spontanée d'une partie de la poussière de graphite ; mais, au bout de quelques mois, elles demeurent sensiblement invariables. M. Foussereau a construit de ces résistances valant de 4 à 22 mégohms (un mégohm = 10^6 ohms).

Quand les résistances spécifiques à mesurer dépassent 10^{10} ohms, M. Foussereau ⁽³⁾ se borne à déterminer le temps θ qu'il faut pour charger l'électromètre à mercure de M. Lippmann FF', associé en surface à un condensateur LL', jusqu'à ce que la force électromotrice entre les deux mercures atteigne une faible valeur donnée, de 0^{volt}, 01 par exemple. On dispose la masse diélectrique entre deux électrodes affectant la forme de cylindres concentriques A et A' (*fig.* 100).

Si la capacité du système est de C farads, la quantité d'électricité qui a passé, évaluée dans le système électroma-

(¹) Voir p. 57*.

(²) FOUSSEREAU, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série. t. V, p. 241 et 317; 1885.

(³) FOUSSEREAU, *loc. cit.*

gnétique, est de 0,01 C coulombs, et l'intensité moyenne du courant qui l'a transportée, de $\frac{0,01C}{\theta}$ ampères.

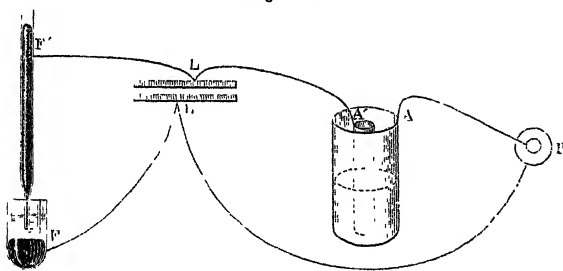
Soient E la force électromotrice de la pile, que l'on a dû choisir très grande par rapport à 0^{volt},01, afin que cette intensité puisse être considérée comme constante; x la résistance à mesurer, évaluée en ohms; on aura

$$x = \frac{E\theta}{0,01C}.$$

Cette méthode exige la connaissance de la capacité électromagnétique de l'électromètre. Pour la mesurer, on développe entre les deux armatures d'un condensateur étalonné, de capacité C , une différence de potentiel connue V , puis on partage la charge ainsi obtenue entre le condensateur et l'électromètre, en reliant les deux mercures aux armatures du condensateur. La différence de potentiel prend une valeur plus petite V' , et l'on a, en désignant par C' la capacité inconnue de l'électromètre

$$CV = (C + C')V'.$$

Fig. 100.



On a pu mesurer ainsi des résistances spécifiques atteignant jusqu'à 10^{17} ohms.

RÉSULTATS.

A. *Sels solides*. — D'après M. Foussereau ⁽¹⁾, la résistance des sels solides pris à leur point de fusion est en général plu-

(1) FOUSSEREAU, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. V, p. 365; 1885.

sièurs milliers de fois plus grande que celle du liquide correspondant.

DESIGNATION DES SELS.	SELS SOLIDES.		SELS LIQUIDES.	
	Tem- pératures.	Résistance sp en ohms.	Tem- pératures.	Résistance sp. en ohms
Chlorate de potasse	352	79800	359	4,19
Azotate de soude	389	64600	300	2,27
Azotate de potasse	320	7100	329	1,66
$\text{KO Az O}^2 + \text{Na O}, \text{Az O}^2$	212	2920	219	3,40
Azotate d'ammoniaque	130	2840	154	3,09
$2(\text{Az H}^4 \text{O Az O}^2) + \text{KO}, \text{Az O}^2$ + Na O, Az O ²	125	1530	140	4,86
Chlorure de zinc	110	139	258	1,47

Les résistances des sels solides croissent rapidement quand la température s'abaisse. Elles sont représentées par des formules de la forme

$$\log k = a - bt + ct^2.$$

Le Tableau suivant donne les valeurs des constantes a, b, c .

NATURE DES SELS.	a	b	c
Chlorate de potasse	18,366	0,040735	+ 0,0000068645
Azotate de soude	13,713	0,02948	+ 0,000001729
Azotate { au-dessus de 130°	9,793	0,006348	- 0,00003818
de potasse/ au-dessous de 106°	13,525	0,03382	+ 0,000008996
$\text{KO Az O}^2 + \text{Na O}, \text{Az O}^2$	10,793	0,04001	+ 0,00002625
Azotate d'ammoniaque	8,781	0,04129	- 0,00000257
$2 \text{Az H}^4 \text{O}, \text{Az O}^2 + \text{KO}, \text{Az O}^2$ + Na O, Az O ²	11,863	0,09933	+ 0,0002393
Chlorure de zinc	13,258	0,07304	+ 0,0001112

B. *Verre et porcelaine* ('). — Le verre et la porcelaine

(') FOUSSEREAU, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. V, p. 371; 1885.

rentrent dans la catégorie des sels solides. Leur résistance croît très vite quand la température s'abaisse et peut être représentée par des formules

$$\log k = a - bt + ct^2.$$

Elle diminue beaucoup par la trempe. Cette diminution dépasse parfois le rapport de 10 à 1.

	<i>a.</i>	<i>b.</i>	<i>c.</i>
Verre de Bohême.....	13,783	0,049530	+ 0,0000711
Verre ordinaire.....	15,00507	0,052664	+ 0,000,373
Cristal.....	19,1237	0,088014	+ 0,00008072
Porcelaine.....	17,73408	0,051969	+ 0,000077133

La résistance spécifique du verre ordinaire à -17° serait, d'après ces formules, à peu près deux fois celle d'un fil de cuivre de 1^{mm} de section, allant de la Terre à Sirius.

Au point de vue pratique, on voit que les meilleurs isolateurs en verre sont donnés par les vases à base de plomb, et qu'il conviendra de recuire avec beaucoup de soin les pièces dont ils sont formés.

C. Glace (1). — L'eau distillée, en se solidifiant, devient très résistante. Une eau dont la résistance spécifique, à l'état liquide, était $3,231 \cdot 10^3$, a augmenté de résistance en se congelant dans un rapport égal à 12340.

Cette résistance croît quand la température s'abaisse, d'après la formule

$$\log k = 9,6006 - 0,008797 t - 0,001272 t^2.$$

La glace d'eau commune s'est montrée 65 fois plus conductrice que la glace d'eau distillée.

Ces observations, confirmant ce que nous savons déjà, semblent bien démontrer que l'eau liquide doit la plus grande

(1) FOUSSEREAU, *ibid.*, p. 350.

partie de sa conductibilité aux matières salines qu'elle renferme.

Le phénomène de la congélation augmente donc la résistance de l'eau à peu près dans le même rapport que celle des sels; sa résistance à l'état solide est représentée par la formule générale qui convient aux sels. Enfin, plus l'eau liquide est saline, plus la glace elle-même conduit.

D. *Phosphore* ⁽¹⁾. — Le phosphore pur du commerce, bien desséché, offre, à l'état liquide, une résistance représentée, de 100° à 25°, par la formule

$$\log k = 6,5035 - 0,005231 t - 0,00004339 t^2.$$

Le passage par la température normale de fusion n'est marqué par aucune discontinuité.

La résistance spécifique du phosphore solide, de 42° à 11°, est donnée par la formule

$$\log k = 11,2103 - 0,01475 t - 0,0002255 t^2.$$

A température égale, les résistances du phosphore solide sont de 10000 à 20000 fois plus grandes que celles du phosphore liquide.

L'addition d'une trace d'eau rend le phosphore liquide de 50 à 60 fois plus conducteur.

On sait avec quelle facilité le phosphore s'oxyde, et l'on est en droit de supposer que le phosphore liquide doit la plus grande partie de sa conductibilité à des produits d'oxydation qu'il dissout (acides phosphoreux ou phosphorique). Cette opinion est d'autant plus vraisemblable, que l'augmentation de résistance due à la solidification est tout à fait du même ordre que pour l'eau distillée.

E. *Soufre* ⁽²⁾. — Étant donnée la complication que présentent les divers états allotropiques du soufre, on peut s'attendre à ce que les mesures de conductibilité en reflètent les diverses circonstances.

(1) FOUSSEREAU, *loc.cit.*, p. 331.

(2) *Ibid.*, p. 317.

Le soufre octaédrique natif, fondu entre deux électrodes de zinc concentriques, s'est toujours montré identique à lui-même sous le rapport de la conductibilité, mais des traces de sulfure de carbone (soufre octaédrique artificiel) peuvent multiplier sa conductibilité par 100; des traces d'iode produisent un effet analogue, sans doute par suite de la formation de composés électrolytiques solubles dans le soufre.

Quand on chauffe le soufre octaédrique fondu de $112^{\circ},5$ à $147^{\circ},5$, sa résistance devient 6,43 fois plus faible. A $112^{\circ},5$, elle a été trouvée égale à $9,94 \cdot 10^{10}$.

Au-dessus de 150° apparaissent les changements de coloration et de consistance qui signalent la production du soufre insoluble et du soufre mou. En même temps, on constate une altération profonde de la résistance électrique; elle passe par un minimum un peu au delà de 150° , puis elle croît, prend entre 168° et 182° une valeur de 2 à 40 fois plus grande que sa valeur minima, enfin recommence à décroître et revient à 250° , inférieure à cette première valeur minima. Si ensuite on le refroidit, on constate des variations inverses, mais avec un certain retard; et le soufre, au-dessous de 150° , conserve, d'une manière permanente, une résistance supérieure à celle qu'il possédait pendant la période d'échauffement; il reste donc chargé de soufre mou. Toutes les particularités des nombreuses transformations du soufre sont accusées par des variations correspondantes de la conductibilité.

En se solidifiant en prismes vers 111° , du soufre neuf est devenu 78 fois plus résistant; quand on abaisse ensuite la température du soufre solide, il devient environ 10 fois plus résistant pour chaque 10° ou 12° d'abaissement de la température, de telle sorte qu'à la température ordinaire sa résistance cesse d'être mesurable par l'électromètre. Les cristaux octaédriques de soufre natif paraissent encore plus isolants, tandis que le soufre mou est plus conducteur, l'effet de la solidification étant beaucoup moindre pour cette variété.

Le soufre est moins oxydable que le phosphore; aussi la résistance du soufre pur sous ses divers états est-elle incomparablement plus grande que celle du phosphore. Toutefois, et malgré la variation de résistance accompagnant les change-

ments d'état allotropiques du soufre, on ne peut affirmer en toute sécurité que c'est bien réellement *la conductibilité propre* du soufre qu'on mesure; si cette conductibilité était due à des matières électrolytiques dissoutes, elle devrait, en effet, varier avec tous les changements d'état du dissolvant et en particulier avec sa viscosité.

En résumé, *la conductibilité de tous les diélectriques que nous avons étudiés présente les caractères généraux de la conductibilité des sels, à l'état liquide ou solide*. En aucun cas, on n'est en droit d'affirmer que la plus grande part de la conductibilité que l'on mesure n'est pas due exclusivement à la présence de traces d'électrolytes dissous. *Cette conductibilité croît toujours quand la température s'élève*, contrairement à ce qui a lieu pour les corps qui présentent la conductibilité métallique.

ÉLECTROLYSE DU VERRE. — La conductibilité des électrolytes dissous ou fondus est liée au fait de leur décomposition par le courant. Il y a lieu de se demander s'il en est de même dans le cas des sels solides, et en général des diélectriques étudiés ci-dessus.

La question a été résolue, dans le cas du verre, grâce aux recherches de M. Warburg (¹). Ce savant a montré que, vers 300°, le verre se laisse d'abord traverser par des courants assez intenses, mais qui vont en s'affaiblissant rapidement. Ainsi, le courant de 30 éléments Bunsen, d'abord très sensible au galvanomètre, devient, en une heure, 1000 fois moins intense qu'au début. L'explication de ce curieux phénomène est liée à la production, à l'électrode positive, d'une couche isolante de silice, résultant de l'électrolyse du silicate de potasse.

Dans ces expériences, M. Warburg employait un tube de verre à essai, en contact, par ses deux faces, avec des masses de mercure constituant les électrodes. Si l'on remplace le mercure positif par un amalgame contenant de $\frac{1}{2}$ à 1 pour 100 de sodium, le courant ne s'affaiblit plus; il ne se produit pas de

(¹) WARBURG, *Berichte der naturforschenden Gesellschaft zu Friburg*, VIII, 2, 1884; *Journal de Physique*, 2^e série, t. III, p. 452.

couche isolante de silice. Le verre emprunte à l'amalgame une certaine quantité de sodium qu'il transporte à l'électrode négative; le verre solide se comporte donc comme une dissolution de sulfate de cuivre entre deux électrodes de cuivre; la masse du sel demeure inaltérée, malgré le transport de l'un des ions d'une électrode à l'autre.

On ne possède jusqu'ici aucune expérience analogue ni sur les sels proprement dits ni sur les diélectriques solides ou liquides; mais, dans tous les cas connus, les électrodes se polarisent si le circuit est fermé. Nous verrons bientôt qu'à cette polarisation correspond la dépense d'une certaine quantité de travail électrique employé à modifier les surfaces des électrodes, à leur communiquer temporairement de nouvelles propriétés chimiques. Si, dans ces conditions, le conducteur du courant (électrolyte ou diélectrique) ne subit pas une décomposition complète, tout au moins il éprouve aux surfaces de contact une modification accomplie avec absorption de chaleur : c'est, si l'on veut, *un commencement de décomposition*. Quels pourraient bien en être les produits dans le cas de nos corps simples, soufre ou phosphore, par exemple, si ces corps possèdent une conductibilité propre indépendamment de leur mélange à des électrolytes composés?

✓ **CONDUCTIBILITÉ DES GAZ CHAUDS.** — En 1853, M. Ed. Becquerel (1) découvrit que les gaz chauds donnent passage au courant électrique. Cette expérience a servi de point de départ à un remarquable travail de M. R. Blondlot (2) sur la conductibilité des gaz. Les fig. 101 et 102 représentent la disposition employée par ce dernier expérimentateur.

C et C' sont deux disques en platine de 3^{cm} de diamètre, supportés par des colonnes creuses en platine, auxquelles ils sont fixés par des anneaux de même métal, rivés à leurs faces postérieures. Ils sont maintenus verticalement dans une cloche en porcelaine vernissée, contenue elle-même dans une cloche en fer forgé, que l'on porte à une température élevée, à l'inté-

(1) E. BECQUEREL, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 3^e série, t. XXXIV, 1852.

(2) R. BLONDLOT, *Journal de Physique*, 2^e série, t. VI, p. 109; 1887.

rieur d'un four Pérot modifié à cet effet. On forme un circuit comprenant les deux disques, un élément de pile et un électromètre, et l'on constate qu'aussi longtemps que la température, dans l'espace occupé par les disques, est au-dessous du

Fig. 101.

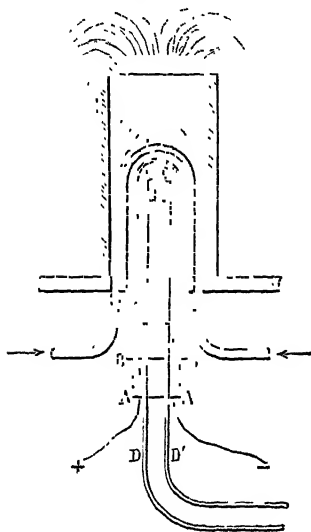
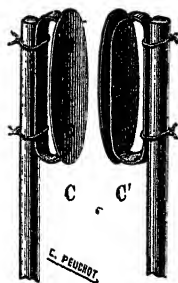


Fig. 102. a



rouge, l'électromètre reste au zéro; mais, une fois le rouge atteint, l'électromètre dévie, lentement d'abord, puis de plus en plus rapidement à mesure que la température s'élève. L'air chauffé au-dessus du rouge se laisse donc traverser par l'électricité: il se comporte comme le verre, qui, très isolant à la température ordinaire, acquiert une conductibilité de plus en plus grande à mesure que la température s'élève davantage.

M. Blondlot a cherché si, dans cette expérience, les disques de platine se polarisent, c'est-à-dire qu'il a disposé un commutateur permettant de supprimer du circuit soit la pile, soit l'électromètre. Après avoir maintenu, même pendant plusieurs heures, la communication des disques de platine avec la pile, il n'a pu constater de courant de décharge sensible

des disques sur l'électromètre. Il n'y a donc pas de polarisation appréciable.

Reste à savoir si la loi de Ohm est applicable aux colonnes d'air chaud, c'est-à-dire si la quantité d'électricité qui passe entre les deux électrodes est proportionnelle à la différence de potentiel qu'elles présentent. S'il était possible de maintenir la température rigoureusement constante dans la cloche, il suffirait de comparer l'intensité des courants produits par des piles de force électromotrice connue, ou, ce qui revient au même, de mesurer les durées qu'emploie l'électromètre pour se charger à une différence de potentiel donnée, très faible par rapport à celle de la pile. Mais, cette condition étant très difficile à remplir, M. Blondlot a tourné la difficulté par un artifice fort ingénieux que nous ne décrirons pas. Il a trouvé que *la proportionnalité exigée par la loi de Ohm n'existe pas. Les gaz chauds n'ont donc pas, à proprement parler, de résistance électrique.* Une part, sinon la totalité du transport de l'électricité à travers leur masse, doit être attribuée à la *convection*, c'est-à-dire à un mécanisme essentiellement différent de l'électrolyse.

RELATION SUPPOSÉE ENTRE LA RÉSISTANCE DES ÉLECTROLYTES ET LE FROTTEMENT INTÉRIEUR. — M. G. Wiedemann ⁽¹⁾ remarqua, le premier, que la résistance d'une même dissolution saline entre 0° et 20° varie à peu près comme son coefficient de frottement. M. Grossmann ⁽²⁾ a généralisé cette observation en faisant usage des expériences de MM. Kohlrausch et Grotrian ⁽³⁾ sur la conductibilité de divers chlorures et du sulfate de zinc en dissolution dans l'eau, et de celles de M. Grotrian ⁽⁴⁾ sur le frottement intérieur des mêmes électrolytes.

La loi énoncée par MM. Wiedemann et Grossmann a reçu récemment un certain nombre de vérifications. Pour les di-

(1) WIEDEMANN, *Pogg. Ann.*, t. XCIV, p. 229; 1856.

(2) GROSSMANN, *Wied. Ann.*, t. XVIII, p. 119; 1883

(3) KOHLRAUSCH et GROTRIAN, *Pogg. Ann.*, CLIV, p. 1 et 215; 1875.

(4) GROTRIAN, *Pogg. Ann.*, CLVII, p. 130, 237, 1876; CLX, 238, 1877; *Wied. Ann.*, VIII, p. 529; 1879.

lutions extrêmes étudiées par M. Bouty ⁽¹⁾, l'énoncé de Grossmann devient : *Le produit de la conductibilité d'une dissolution saline par le frottement intérieur de l'eau est indépendant de la température.* M. Bouty a reconnu, en effet, que la conductibilité des différents sels normaux en solution très étendue varie, entre 0° et 20°, proportionnellement au facteur

$$1 + 0,0333t,$$

indépendant de la nature du sel. D'autre part et d'après les expériences classiques de Poiseuille, le frottement intérieur varie, de 0° à 30°, en raison du facteur

$$1 + 0,033679t + 0,000209936t^2.$$

On voit que le coefficient du terme en t est le même dans les deux expressions. M. Foussereau ⁽²⁾ a trouvé que la variation de la conductibilité de l'eau distillée liquide avec la température est *exactement proportionnelle* au facteur de Poiseuille.

M. Foussereau ⁽³⁾ a mesuré par la méthode de Poiseuille le frottement intérieur η des sels fondus, dont il avait mesuré la résistance spécifique k . Le Tableau suivant résume le résultat de ses expériences. Les rapports $\frac{\eta}{k}$ sont exprimés en unités arbitraires.

	$t.$	$\frac{\eta}{k}.$
KClO ³	359 ⁰	0,611
AzH ³ O, AzO ⁵	{ 262	0,887
	{ 183	0,907
2AzH ³ O, AzO ⁵ + KO, AzO ⁵ + NaO, AzO ⁵ ...	{ 138	1,471
	{ 172	1,522

(¹) BOUTY, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série t. III, p. 494; 1884.

(²) FOUSSEREAU, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. V, p. 349; 1885.

(³) *Ibid.*, p. 359.

KO, AzO ^o	{	334 ^o	1,158
		340	1,155
		358	1,197
KCl.....	{	262	11,95
		301	11,35
NaO, AzO ^o	{	305	1,218
		320	1,251
		329	1,223
		340	1,202
		355	1,179
KO, AzO ^o + NaO. AzO ^o	{	232	1,871
		242	1,903
		266	1,986
		287	2,005
		304	1,894
		313	1,926
		332	1,826
		348	1,922
		359	1,886

La concordance des valeurs de $\frac{\eta}{K}$ pour un même sel est aussi satisfaisante qu'on peut l'espérer, eu égard à la difficulté des mesures. Mais il n'y a aucune relation entre les valeurs de $\frac{\eta}{K}$ relatives aux différents sels.

Ainsi que l'a démontré M. E. Wiedemann (¹), il n'y a non plus aucune relation entre les valeurs de $\frac{\eta}{K}$ pour un même électrolyte dissous dont on augmente artificiellement le frottement intérieur par l'addition d'une matière étrangère. K croît, il est vrai, en même temps que η , mais d'une manière moins rapide.

Ces diverses expériences portent à penser que la résistance électrolytique résulte du frottement des ions entraînés en sens inverse à travers la masse liquide immobile ; mais, comme on ne peut assimiler un tel frottement à celui que le liquide

(¹) E. WIEDEMANN, *Wied. Ann.*, XX, p. 537; 1883.

exerce sur lui-même en s'écoulant à travers un tube capillaire, il n'est pas surprenant que la proportionnalité rigoureuse de η et de K ne se vérifie pas, sauf dans des circonstances très particulières.

TABLEAUX DE RÉSISTANCES SPÉCIFIQUES. — Nous terminerons ce Chapitre par des données pratiques sur les résistances de quelques électrolytes et de quelques diélectriques, choisis parmi ceux qu'on a le plus souvent à employer; nous ne les indiquerons, bien entendu, qu'à titre de renseignement approximatif.

Sulfate de cuivre à 10° (1).

Densité de la dissolution.	Résistance spécifique C. G. S
1,0167.....	$164,4 \cdot 10^9 = 164^{\text{ohms}}, 4$
1,0216.....	131,8
1,0318.....	98,7
1,0627.....	59,0
1,0838.....	47,3
1,1174.....	38,1
1,1386.....	35,0
1,1432.....	34,1
1,1679.....	31,7
1,2051 (liq. saturée)..	⁰ 29,1

Sulfate de zinc à 10° (2).

Densité de la dissolution.	Résistance spécifique C. G. S
1,0410.....	$182,9 \cdot 10^9 = 182^{\text{ohms}}, 9$
1,0187.....	140,5
1,0278.....	111,1
1,0540.....	63,8
1,0760.....	50,8
1,1019.....	42,1
1,1582.....	33,7
1,1845.....	32,1
1,2186.....	30,3

(1) EWING et MAC GREGOR, *Trans. of the Royal Society of Edinburg*, XXVII; 1873.

(2) EWING et MAC GREGOR, *Trans. of the Royal Society of Edinburg*, XXVII; 1873.

TABLEAUX DE RÉSISTANCES SPÉCIFIQUES. 235*

Densité de la dissolution	Résistance spécifique C G S
1,2562.....	29,2
1,2709.....	28,5
1,2891.....	28,3 (minimum)
1,2987.....	28,7
1,3288.....	29,2
1,3530.....	31,0
1,4053.....	32,1
1,4174.....	33,4
1,4220 (liq. saturée)..	33,7

Eau acidulée par l'acide sulfurique (1).

DENSITÉ.	RÉSISTANCE SPÉCIFIQUE.			
	0°	8°	16°	24°.
1,10.....	1,37.10 ⁹	1,04.10 ⁹	0,845.10 ⁹	0,737.10 ⁹
1,20.....	1,33	0,926	0,666	0,486
1,25.....	1,31	0,896	0,624	0,434
1,30.....	1,30	0,91	0,662	0,472
1,40.....	1,69	1,30	1,05	0,896
1,50.....	2,74	2,13	1,72	1,52
1,60.....	4,82	3,62	2,75	2,21
1,70.....	9,41	6,25	4,23	3,07

Diélectriques (2).

NATURE DU CORPS.	RÉSISTANCE SPÉCIFIQUE C. G. S.	TEMPÉRATURE.
Mica.....	8,4.10 ²²	20°
Gutta-percha.....	4,5.10 ²²	24
Gomme laque.....	9,0.10 ²¹	28
India Rubber de Hoopel.....	1,5.10 ²²	24
Ébonite.....	2,8.10 ²²	46
Paraffine.....	3,4.10 ²²	46

(1) BECKER, *Annalen der Chemie und Pharmacie*, 1850-51.

(2) AYRTON et PERRY, *Proceedings of the Royal Society*, 21 mars 1878.

CHAPITRE VIII.

THERMO-ÉLECTRICITÉ DANS LES ÉLECTROLYTES.

Phénomènes thermo-électriques à la surface de contact d'un métal et d'un électrolyte. — Phénomène de Peltier à la surface de contact d'un métal et d'un électrolyte. — Phénomènes mécaniques exercés par les dépôts métalliques. — Interprétation de ces résultats.

Forces électromotrices thermo-électriques et phénomène de Peltier au contact de deux électrolytes.

PHÉNOMÈNES THERMO-ÉLECTRIQUES A LA SURFACE DE CONTACT D'UN MÉTAL ET D'UN ÉLECTROLYTE. — Nous avons constaté que l'application de la chaleur à la surface de contact de deux conducteurs métalliques développe une force électromotrice thermo-électrique. La surface de contact d'un métal et d'un électrolyte jouit-elle de la même propriété?

Walker ⁽¹⁾ paraît être le premier qui ait constaté l'existence d'une force électromotrice développée par le contact de deux lames de platine inégalement chaudes avec un liquide quelconque ; on doit à Nobili ⁽²⁾, Faraday ⁽³⁾, Henrici ⁽⁴⁾ et à MM. Bleekrode ⁽⁵⁾, Gore ⁽⁶⁾, du Moncel ⁽⁷⁾, Hellesen ⁽⁸⁾, Pacinotti ⁽⁹⁾ des recherches qualitatives ana-

(1) WALKER, *Ann. de Pogg.*, IV, p. 327; 1825.

(2) NOBILI, *Schweigg. Journal*, LIII, p. 273; 1828.

(3) FARADAY, *Exp. researches*, série XVII; 1840.

(4) HENRICI, *Pogg. Ann.*, LXXIX, p. 171 et 473; 1850.

(5) BLEEKRODE, *Pogg. Ann.*, CXXXVIII, p. 571; 1869.

(6) GORE, *Phil Mag.*, 4^e série, t. XIII, p. 1, 1857, et *Proceedings of the Royal Society*, XXVII, p. 513; 1878.

(7) DU MONCEL, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, LXXV, p. 958, 1100 et 1504; 1872.

(8) HELLESEN, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXIV, p. 83; 1877.

(9) PACINOTTI, *Nuovo Cimento*, t. XIX, p. 234; 1865.

logues réalisées avec différents métaux. Tous ces observateurs ont constaté l'existence de forces électromotrices croissant avec la différence des températures des deux électrodes : tantôt c'est le métal chaud et tantôt le métal froid qui est à l'extérieur le pôle positif du couple thermo-électrique ainsi formé.*

La nature purement thermo-électrique des courants ainsi produits a été nettement indiquée dès 1866 par M. Edm. Becquerel (¹). Ce savant a mesuré la force électromotrice d'un élément cuivre-sulfate de cuivre entre 0° et 100° et lui a assigné pour valeur 0^{dl}, 054.

Pour mesurer les forces électromotrices développées par la chaleur entre un métal et un liquide, M. Bouty (²) a eu recours à la méthode de compensation décrite précédemment, en se servant d'un électromètre de M. Lippmann au lieu de galvanomètre. Pour obtenir des résultats bien concordants, il est indispensable de n'employer que des liquides récemment bouillis et de vernir les électrodes métalliques sauf à leur extrémité.

Les résultats les plus intéressants ont été fournis par des électrodes plongeant dans la dissolution d'un sel du métal dont l'électrode est formée : les causes perturbatrices sont alors réduites au minimum et l'on reconnaît que, quand le métal n'est pas attaqué par sa dissolution, la force électromotrice, dans les limites des expériences, croît proportionnellement à la différence des températures. Au degré d'approximation qu'elles comportent, cette force électromotrice est en général indépendante de la concentration de la dissolution, pourvu que la liqueur ne soit pas trop diluée, et elle est la même pour les divers sels d'un même métal. Le Tableau suivant résume les résultats fournis par les sels de zinc avec des électrodes de zinc amalgamé : ils sont rapportés à une différence de température de 1°.

(¹) EDM. BECQUEREL, *Ann. de Chimie et de Physique*, 4^e série, VIII, p. 192; 1866.

(²) BOUTY, *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. IX, p. 386; 1880.

NATURE du sel.	DENSITÉ de la dissolution	FORCE ÉLECTROMOTRICE moyenne en daniells
Sulfate de zinc pur.....	1,17	0,0007187 ₆
	1,32	0,0006777
	1,40	0,0006919
Azotate de zinc pur.....	1,143	0,0006837
	1,28	0,0006994
	1,41	0,0006932
Chlorure de zinc desséché du commerce (¹).....	1,082	0,0006895
	1,19	0,0006949
	1,35	0,0006692
	1,50	0,0006845
	1,59	0,0007297
		Moyenne... 0,0006947

Le métal chaud est à l'extérieur le pôle positif, et il paraît en être de même pour tous les métaux qui ne sont pas attaqués par leurs dissolutions (²).

Les forces électromotrices thermo-électriques, rapportées à une différence de température de 1°, ont les valeurs suivantes :

(¹) Quand la densité du chlorure de zinc dissous dépasse 1,6, on trouve des forces électromotrices décroissantes et qui paraissent tendre vers une limite très petite, ou vers 0, quand la solution est la plus concentrée possible. On sait que cette dernière solution, dont la densité est supérieure à 2, est excessivement visqueuse; elle s'écarte beaucoup des propriétés ordinaires des solutions salines.

(²) Les sels de peroxyde de fer dissolvent le fer métallique, et, quand on les chauffe, ils donnent une force électromotrice inverse des précédentes : le métal chaud est à l'extérieur le pôle négatif; mais ici, et dans tous les cas analogues, le travail chimique n'est pas nul et les phénomènes ne sont pas réversibles, car la force électromotrice ne revient pas à zéro quand on ramène les deux électrodes à la même température.

La différence que présentent les sels de protoxyde et de peroxyde de fer est d'une telle netteté que l'on reconnaît aisément la présence d'une trace de sesquioxyde dans un sel de protoxyde par l'observation des phénomènes thermo-électriques produits au contact d'électrodes de fer.

MÉTAL.	SELS.	FORCE ÉLECTROMOTRICE moyenne en Daniells
Cuivre.....	Sulfate et azotate.	0,000696
Zinc amalgamé....	Chlorure (D = 1,05 à 1,06). Sulfate, azotate, acétate.	0,000710
Cadmium.....	Chlorure, sulfate, azotate.	0,000616
Mercure.....	Azotate de sous-oxyde.	0,000140
Fer.....	Sels de protoxyde.	0,000002

Dans le cas le plus général d'un métal et d'un sel d'un autre métal, la force électromotrice thermo-électrique est tantôt positive, tantôt négative ; c'est-à-dire que le métal chaud est tantôt le pôle positif, tantôt le pôle négatif du couple. Par exemple, la force électromotrice est pour le platine de $-0^{\text{dl}},00074$ environ par degré dans le sulfate de cuivre et de $+0^{\text{dl}},00166$ dans l'azotate de cuivre.

PHÉNOMÈNE DE PELTIER A LA SURFACE DE CONTACT D'UN MÉTAL ET D'UN ÉLECTROLYTE. — Nous avons vu (p. 149* et suiv.) que l'existence d'une force électromotrice thermo-électrique à la surface de séparation de deux conducteurs entraîne la production du phénomène de Peltier à la même surface, et réciproquement. Les raisonnements que nous avons faits à ce sujet sont rigoureusement applicables aux circuits qui comprennent un électrolyte, pourvu que les électrodes soient formées du métal contenu dans le sel.

Reprenons en effet le raisonnement de la page 149* ; aux phénomènes dont le circuit purement métallique était le siège, il faut joindre les phénomènes chimiques accomplis au sein de l'électrolyte. Une certaine quantité de sel dissous est décomposée suivant le symbole



le métal M se dépose sur l'électrode négative ; mais, en vertu d'une action secondaire, le radical électronégatif A dissout à l'électrode positive une quantité M égale de métal. Le sel

conserve donc sa concentration et le travail chimique de la décomposition est nul : tout se réduit au transport horizontal d'une quantité M de métal d'une électrode à l'autre. Au reste, le phénomène est réversible et le principe de Carnot est applicable. On est donc en droit d'écrire sans modification les équations (1) et (9) du Chapitre V. On en déduit les formules (5) et (11)

$$(5) \quad \Sigma(E) = -J[\Sigma(\Pi) + \Sigma(\int H d\theta)],$$

$$(11) \quad \Pi = -\frac{T}{J} \frac{dE}{dT},$$

sous la seule condition que le travail chimique soit bien rigoureusement nul, comme nous l'avons supposé.

M. Bouty ⁽¹⁾ a démontré par l'expérience que, dans ces circonstances, le phénomène de Peltier se produit en effet aux deux électrodes; il a même pu en mesurer la valeur absolue.

Prenons deux thermomètres sensibles au $\frac{1}{100}$ de degré; argentons, par le procédé Martin, les réservoirs de ces thermomètres, puis déposons galvaniquement à leur surface une couche peu épaisse de cuivre. Ces thermomètres pourront être employés comme électrodes dans la décomposition de l'azotate de cuivre, par exemple, et voici alors ce que l'on observe : pour des courants d'intensité moyenne donnant un beau dépôt métallique, le thermomètre attaché au pôle négatif *baisse*, le thermomètre positif *monte*.

Quand on emploie des courants d'intensité variable, on reconnaît que la variation de température de chacune des électrodes se compose d'un même terme proportionnel au carré de l'intensité du courant et qui provient de la chaleur dégagée au voisinage immédiat de l'électrode en vertu de la résistance du liquide, et d'un terme proportionnel à l'intensité du courant et qui change de signe avec sa direction : ce dernier cor-

(1) BOUTY, *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. VIII, p. 341, et t. IX, p. 506; 1879-1880.

respond à l'effet Peltier ⁽¹⁾. Il est à remarquer que c'est le pôle négatif qui se refroidit, c'est-à-dire que le courant qui produit un abaissement de température de l'électrode est dirigé du liquide vers le métal : c'est précisément le sens du courant qui se produit quand on chauffe l'électrode, puisque le métal chaud est à l'extérieur le pôle positif du couple thermo-électrique cuivre-azotate de cuivre ⁽²⁾.

Nous avons aussi remarqué que la force électromotrice thermo-électrique est la même pour un métal donné et tous les sels d'un même oxyde du métal, quelle que soit la concentration. L'expérience établit que les variations de température d'un même thermomètre-électrode sont toujours représentées par les formules

$$p = ai + bi^2,$$

$$n = -ai + bi^2,$$

et que le coefficient b varie seul, avec la nature ou la concen-

⁽¹⁾ L'expérience suivante se rapporte à l'azotate de cuivre de densité 1,36; la force électromotrice employée est de 7^{volts},97 : les variations de température indiquées sont celles que l'on observe au bout de deux minutes sur le thermomètre négatif n et le thermomètre positif p .

RÉSISTANCE totale en ohms.	n			p		
	observé.	calculé.	Différence.	observé.	calculé	Différence.
13.....	—0,025	—0,010	+0,015	+0,750	+0,706	—0,044
21.....	—0,075	—0,080	—0,005	+0,387	+0,367	—0,020
29.....	—0,065	—0,086	—0,021	+0,237	+0,234	—0,003
45.....	—0,060	—0,074	—0,014	+0,140	+0,141	+0,001

Les nombres calculés sont obtenus par les formules

$$\begin{cases} p = 4^{\circ},62 i + 62^{\circ},32 i^2, \\ n = -4^{\circ},62 i + 62^{\circ},32 i^2; \end{cases}$$

en prenant pour unité d'intensité celle qui est produite dans la résistance de 1^{ohm} par la force électromotrice employée (7^{volts},97).

⁽²⁾ Voir p. 238*.

tration du sel, dans le même sens que la résistance spécifique du liquide employé. Le coefficient α , caractéristique de l'effet Peltier, est invariable. Donc, dans les conditions où la force électromotrice thermo-électrique demeure la même, le phénomène de Peltier conserve aussi une valeur constante.

En faisant usage de la formule (11), on a pu calculer la valeur théorique de l'effet Peltier en fonction de la force électromotrice thermo-électrique correspondante; il restait à comparer le résultat du calcul à celui des mesures directes. Pour cela, il était nécessaire de transformer les indications du thermomètre-électrode en mesures calorimétriques, ce qui exige la détermination de la quantité absolue de chaleur qu'il faut verser à la surface du réservoir du thermomètre, placé au sein du liquide, pour en élever la température de 1°. On y parvient en entourant le réservoir d'une spirale isolée de résistance connue, que l'on chauffe, à l'aide d'un courant, par une quantité de chaleur connue et pendant une durée égale à celle des observations du phénomène de Peltier. Ces expériences, réalisées pour les sels de cuivre, de zinc et de cadmium, ont donné des résultats satisfaisants. Par exemple, pour les sels de cuivre, dans lesquels on peut considérer le travail chimique résultant comme très sensiblement nul, l'expérience directe donne pour valeur absolue de l'effet Peltier $0^{\text{cal}}, 5078$, et le calcul fondé sur la formule (11) $0^{\text{cal}}, 528$. Il n'y a aucune relation entre cette quantité de chaleur et celle qui correspond à la précipitation du cuivre de son azotate ou de son sulfate.

Il est à remarquer que la grandeur de l'effet Peltier comme celle des forces électromotrices thermo-électriques est beaucoup plus considérable pour les surfaces de contact métal-électrolyte que pour les soudures de deux métaux.

PHÉNOMÈNES MÉCANIQUES EXERCÉS PAR LES DÉPÔTS MÉTALLIQUES.

— Les dépôts galvaniques exercent sur les moules sous-jacents des effets mécaniques considérables de pression ou de traction qui ont été découverts par M. Ed.-J. Mills (1) et étudiés sur-

(1) E.-J. MILLS, *Proceed. of the Royal Society*, XXVI, p. 304; 1877.

tout par M. Bouty ⁽¹⁾. On prend un thermomètre à réservoir bien cylindrique que l'on argente par le procédé Martin, et que l'on emploie ensuite comme électrode négative dans l'électrolyse d'un sel métallique. En dehors de l'effet thermique immédiat, toujours assez faible, que nous venons d'étudier, le thermomètre est soumis à une action mécanique progressive qui peut devenir extrêmement considérable. Par exemple, avec le sulfate de cuivre commercial et pour une densité de courant moyenne, la colonne thermométrique, qui a reculé tout d'abord de quelques centièmes de degré en vertu de l'effet Peltier, remonte bientôt, non par suite d'un échauffement, mais grâce à une pression énergique exercée par le dépôt sur le réservoir du thermomètre. Cet effet est permanent, c'est-à-dire que si, après avoir déposé une couche métallique d'une certaine épaisseur, on interrompt le courant, l'excès apparent E que présente le thermomètre métallisé par rapport au thermomètre nu persiste indéfiniment ; pour le supprimer, il faut enlever le métal, en le dissolvant, par exemple, dans l'acide azotique, et alors le thermomètre est redevenu exact ⁽²⁾.

La loi que suivent les excès E pour une densité invariable du courant qui produit le dépôt est représentée par la formule empirique

$$(1) \quad E = \frac{A t}{B + t},$$

où t représente la durée pendant laquelle le courant a passé. La constante B varie en raison inverse de la densité du courant à la surface du thermomètre.

La signification de la formule (1) est facile à établir ; considérons un cylindre de verre C de volume extérieur V , enveloppé d'un cylindre métallique C' , et supposons que la matière

(1) E. BOUTY, *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. VIII, p. 289; 1879, et t. X, p. 241; 1881.

(2) Pour obtenir un effet considérable, on peut soutenir le thermomètre électrode au centre d'un élément Daniell de hauteur légèrement supérieure à celle du réservoir et dont le thermomètre forme le pôle positif; l'élément doit être fermé sur lui-même sans résistance auxiliaire. L'excès apparent du thermomètre peut, après quelques jours, atteindre une dizaine de degrés.

du cylindre C' éprouve un retrait uniforme d'une fraction a de son volume. Si le cylindre C' était libre, sa capacité intérieure deviendrait $V(1 - a)$; mais gêné par le cylindre C, il exerce sur celui-ci une pression P, diminue son volume de mPV et diminue lui-même, non de aV , mais de $(a - m'P)V$. Les deux variations de volume doivent être égales : on a donc

$$(a - m'P)V = mPV, \quad P = \frac{a}{m + m'}.$$

Le coefficient m dépend des rayons intérieur et extérieur du thermomètre et du coefficient de compressibilité de la matière dont il est formé; m' dépend du rayon extérieur du thermomètre et de l'épaisseur du dépôt; soient R_0 le rayon intérieur, R le rayon extérieur de la couche métallique, α le coefficient de compressibilité cubique du métal, on a ⁽¹⁾

$$m' = \frac{3}{11} \alpha \frac{R^2}{R^2 - R_0^2}.$$

Soient Q le poids de métal déposé par unité de temps sur l'unité de surface du cylindre, D sa densité, on a aussi

$$2\pi R_0 Q t = \pi(R^2 - R_0^2)D,$$

d'où

$$m' = \frac{3}{11} \alpha \frac{R_0^2 D + 2R_0 Q t}{2R_0 Q t};$$

$$(2) \quad P = \frac{2aR_0 Q t}{\left(m + \frac{11}{3}\alpha\right)2R_0 Q t + \frac{11}{3}\alpha R_0^2 D} = \frac{A_1 t}{B_1 + t}$$

avec

$$A_1 = \frac{a}{m + \frac{11}{3}\alpha}, \quad B_1 = \frac{\frac{11}{3}\alpha R_0 D}{\left(m + \frac{11}{3}\alpha\right)2Q}.$$

La pression P exercée par le métal est donc représentée

(1) Voir Tome I^{er}, 2^e fascicule, au Chapitre de l'Élasticité.

par la formule (2). Les excès E du thermomètre doivent être proportionnels à la diminution de volume du réservoir, c'est-à-dire à la pression P . La formule (1) donnée par l'expérience se trouvera donc justifiée si l'on admet que le métal se contracte, immédiatement après son dépôt, d'une fraction α de son volume primitif. Le coefficient A de cette formule (1) est proportionnel au coefficient A_1 de la formule (2), c'est-à-dire à la contraction α subie par le métal après son dépôt.

M. Bouty a étudié la manière dont varie, pour un même thermomètre, le coefficient A , c'est-à-dire la contraction α du métal, quand on fait varier la densité du courant : il a reconnu d'abord que les plus grandes contractions correspondent aux plus grandes densités de courant que l'on puisse produire sans décomposer l'eau, mais que α diminue rapidement avec l'intensité, s'annule et enfin change de signe : c'est-à-dire qu'avec des courants très faibles le métal se dilate au lieu de se contracter et qu'au lieu de comprimer le moule il exerce sur celui-ci une traction dirigée de dedans en dehors. Le *point neutre* pour lequel il n'y a ni contraction ni dilatation ne peut être fixé d'une manière bien précise : toutefois on peut indiquer les résultats approximatifs suivants.

NATURE DE L'ELECTROLYTE.	DENSITÉ de la solution.	INTENSITÉ NEUTRE en ampères par centimètre carré.
Sulfate de cuivre.	1,20	amp <0,0005
Azotate de cuivre ...	1,38	0,0035
Chlorure de cadmium . .	1,37	0,0019
Sulfate de zinc ..	1,38	0,0168

INTERPRÉTATION DE CES RÉSULTATS. — D'après ce qui précède, la contraction des dépôts galvaniques est une fonction variable de l'intensité du courant. Il est naturel de supposer qu'elle a pour origine un changement de température subi par le métal immédiatement après son dépôt. En effet, si l'on suppose le métal plus chaud que le moule, il doit le comprimer en se refroidissant après coup ; s'il est plus froid, il doit, en s'é-

chauffant, exercer sur lui une traction dirigée vers l'extérieur.

Le phénomène de Peltier, se superposant au dégagement de chaleur produit dans le liquide en vertu de sa résistance, fait varier la température, au voisinage de l'électrode négative (*voir* p. 241*), précisément dans le sens qui convient pour interpréter le résultat des expériences. Remarquons de plus que le siège du dégagement ou de l'absorption de chaleur n'est pas dans les molécules de l'eau, laquelle ne conduit pas le courant, mais dans les molécules de l'électrolyte : la température du cuivre qui se dépose est donc, à l'instant de sa précipitation, inférieure à la température moyenne du liquide dans le cas où l'on observe un refroidissement de l'électrode, c'est-à-dire pour les faibles densités du courant, et alors il doit y avoir dilatation après le dépôt : elle est supérieure à la température moyenne du liquide quand on observe un échauffement, c'est-à-dire pour les grandes densités, et alors il y a contraction.

FORCES ÉLECTROMOTRICES THERMO-ÉLECTRIQUES ET PHÉNOMÈNE DE PELTIER AU CONTACT DE DEUX ÉLECTROLYTES. — En résumé, les surfaces de contact des métaux et des électrolytes sont en général le siège de forces électromotrices thermo-électriques, comme les soudures de deux métaux, et quand le travail chimique est nul, le phénomène de Peltier s'y produit d'après les mêmes lois. On constate aussi la production de courants thermo-électriques par l'échauffement inégal des surfaces de contact de deux liquides. M. Wild (¹), qui a étudié cette question, employait l'appareil représenté par la *fig.* 103. Deux tubes A et B, communiquant par le haut, sont fermés à leur partie inférieure par des lames de zinc auxquelles viennent aboutir les deux pôles d'une pile. Ils contiennent une solution saturée de sulfate de zinc ; au-dessus, on verse avec précaution un liquide moins dense qui remplit le haut des tubes et la cuvette qui les réunit : soit, par exemple, une solution de sulfate de magnésie ; enfin on chauffe la surface de contact des deux liquides dans l'un des tubes, par exemple le

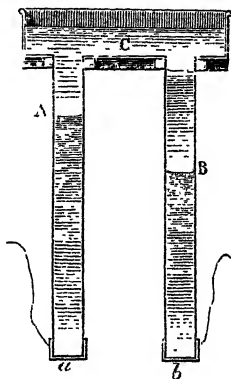
(¹) WILD, *Pogg. Ann.*, CIII, p. 353 ; 1858

FORCES ÉLECTROMOTRICES.

tube B, à l'aide d'un courant de vapeur d'eau, tandis que l'on maintient l'autre surface de contact à la température ordinaire. Dans ces conditions, les électrodes *a* et *b* demeurent à une température égale, et le courant thermo-électrique, dont on constate la production, ne peut avoir son origine ailleurs qu'en B.

M. Wild a reconnu que les forces électromotrices ainsi développées sont sensiblement proportionnelles à la différence

Fig. 103.



des températures des surfaces A et B (¹). Il a aussi observé des forces électromotrices thermo-électriques entre deux solutions d'un même sel, de densités différentes. Toutes ces forces électromotrices sont faibles par rapport à celles que nous avons constatées entre les liquides et les métaux.

La production du phénomène de Peltier à la surface de contact de deux liquides a été mise en évidence à diverses reprises, mais sans donner lieu à des mesures bien certaines.

Quant au phénomène de Thomson, son existence dans les électrolytes n'a jamais été constatée.

(¹) D'après M. Donle (*Wied. Ann.*, XXVIII, p. 574; 1876), ce n'est que pour une certaine concentration des liqueurs que cette proportionnalité est rigoureuse.

CHAPITRE IX.

DE L'ÉNERGIE DANS L'ÉLECTROLYSE.

Piles. — Application de la loi de Faraday aux piles. — Électrolyses endothermiques et exothermiques. — Expériences de Favre. — Chaleur dégagée dans la pile. — Propriété du zinc amalgamé. — Effet des couples locaux.

Application du principe de la conservation de l'énergie aux électrolytes.

Piles réversibles. — Application du principe de Carnot. — Vérifications. — Maximum de polarisation. — Force électromotrice minimum nécessaire pour produire l'électrolyse. — Piles secondaires.

PILES. — On peut désigner sous le nom générique de *pile* toute combinaison d'électrodes et d'électrolytes qui présente une force électromotrice entre ses électrodes terminales.

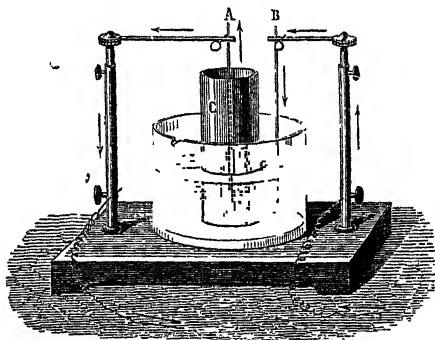
La condition nécessaire et généralement suffisante pour que cette force électromotrice existe, c'est que le système présente une dissymétrie. Ainsi, une auge électrolytique contenant un seul liquide et deux électrodes *parfaitement identiques* ne présente aucune force électromotrice; mais il suffit de produire artificiellement la dissymétrie en frottant la surface de l'une des électrodes, en ajoutant à sa surface quelques traces d'une matière étrangère, ou même en étendant d'eau l'électrolyte au voisinage de cette électrode. Aussitôt le système accuse une force électromotrice qui persiste autant que la dissymétrie elle-même.

On peut encore prendre deux fils d'or aussi identiques que possible, E et F; on les plonge dans l'acide azotique et on les y laisse jusqu'à ce que l'aiguille d'un galvanomètre placée dans le circuit, toujours déviée au commencement par suite du défaut d'identité absolue des surfaces, revienne au zéro du cadran, alors la symétrie est établie et la force électromotrice entre les deux fils est nulle. Ensuite on verse avec une pipette

quelques gouttes d'acide chlorhydrique autour du fil E; il est immédiatement attaqué, et l'aiguille est instantanément déviée. Au bout de quelque temps, l'action chimique s'épuise et le courant cesse; mais on peut les reproduire l'un et l'autre en sens opposé, en mettant de nouvel acide chlorhydrique au voisinage du fil F. En ce cas, la dissymétrie se trouve liée à la production d'une action chimique connue, et la force électromotrice de la pile se conserve autant que dure cette action chimique. Nous rencontrerons le même caractère dans toutes les dispositions susceptibles de fournir un courant de quelque durée.

Façons dans un bocal de verre un vase de terre cuite poreuse C (fig. 104). Versons un acide dans ce vase et une solu-

Fig. 104.

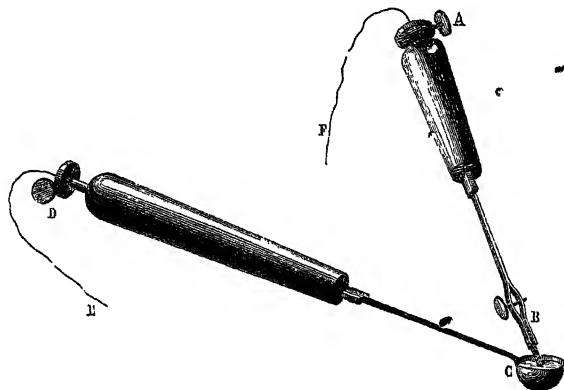


tion de potasse à l'extérieur, puis mettons les deux liquides en communication avec un galvanomètre par deux tiges de platine A et B et par les supports de l'appareil. Le système est dissymétrique, puisque les électrodes identiques dont il est formé plongent dans des liquides différents. L'acide et la potasse se combinent peu à peu à travers la paroi poreuse, et l'on constate l'existence d'un courant énergique allant dans le sens des flèches, de l'acide vers l'alcali.

L'expérience peut être exécutée d'une autre manière avec une petite cuiller de platine C remplie d'acide (fig. 105), dans laquelle on plonge, au moyen d'une pince B également de

platine, un morceau de potasse caustique. La cuiller et la pince sont prolongées jusqu'aux deux boutons D et A qui servent à les mettre en communication par des fils E et F avec un galvanomètre; elles sont enveloppées et isolées par deux manches de bois. Le courant est très faible, parce que la po-

Fig. 105.



tasse est peu conductrice; mais comme, à chaque immersion, l'aiguille reçoit une impulsion dans le même sens, on plonge et l'on soulève la pince alternativement, de manière à faire coïncider les immersions et les interruptions avec les mouvements d'aller et de retour que l'aiguille effectue pendant ses oscillations.

La dissymétrie qui caractérise une pile est temporaire ou permanente, suivant que les actions chimiques, dont la pile est nécessairement le siège dès que son circuit est fermé, la détruisent ou la laissent subsister. Il en est de même de la force électromotrice, liée à la dissymétrie.

On produit une dissymétrie temporaire dans une auge électrolytique primitivement symétrique en la faisant traverser par un courant; les produits de l'électrolyse apparaissant aux électrodes, celles-ci se polarisent comme nous l'avons vu; la dissymétrie est créée; le voltamètre est transformé en une pile temporaire; mais qu'on vienne à supprimer le courant et à fermer le circuit du voltamètre sur un galvanomètre, un

courant inverse traverse pendant quelques instants l'électrolyte; les produits de l'électrolyse se recombinent, la symétrie est rétablie et la force électromotrice est réduite à zéro.

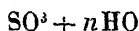
Beaucoup de combinaisons dissymétriques constituent des piles tout aussi éphémères; c'est même, en général, ce qui a lieu quand l'action chimique que la force électromotrice de la pile tend à produire n'est pas accompagnée d'un dégagement de chaleur. Ainsi, l'on n'obtient pas de pile durable en plongeant une lame de platine et une lame d'argent ou de cuivre dans le sulfate de zinc; la seule action chimique que l'on puisse ici concevoir serait la substitution de l'argent ou du cuivre au zinc dans le sulfate de zinc, et l'on sait que cette substitution est accompagnée d'une absorption de chaleur considérable.

Nous laisserons de côté pour le moment les piles de cette espèce et les phénomènes auxquels elles donnent lieu quand on ferme leur circuit. Nous ne nous occuperons dans ce Chapitre que des piles permanentes et des courants constants qu'elles produisent.

APPLICATION DE LA LOI DE FARADAY AUX PILES. — Dès qu'on réunit les deux électrodes d'une pile constante par un circuit extérieur, le circuit est traversé par un courant. Les électrolytes que contient la pile éprouvent, sans modification aucune, le phénomène de l'électrolyse, tel que nous l'avons décrit antérieurement : le métal de chaque électrolyte se transporte dans le sens du courant; et, puisque celui-ci est dirigé, à l'extérieur, du pôle positif au pôle négatif, il se ferme, à l'intérieur de la pile, en allant du pôle négatif au pôle positif; c'est donc vers ce pôle positif que le métal se dirige : le radical acide se rend au pôle négatif.

Admettons que la pile se compose d'un nombre quelconque d'éléments de Volta, formés chacun d'une lame de zinc et d'une lame de cuivre plongées dans l'eau acidulée par l'acide sulfurique. Le zinc de chaque élément est réuni au cuivre du suivant, le dernier cuivre est le pôle positif, le premier zinc le pôle négatif de la pile. Nous supposerons que dans le circuit extérieur on a placé un voltamètre quelconque.

Voici ce qui se passe dans chaque élément de pile à partir du moment où le circuit est fermé. L'acide sulfurique



est décomposé; l'hydrogène, entraîné dans le sens du courant, se dégage sur la lame de cuivre; en vertu d'une action secondaire, le radical électronégatif dissout une quantité de zinc équivalente, de telle sorte qu'en définitive 1^{re} de sulfate de zinc se trouve substitué à 1^{re} d'acide sulfurique.

La loi de Faraday est applicable aux actions électrolytiques dont la pile est le siège. Le premier, Matteucci énonça la loi suivante : « Quand une quantité d'électricité suffisante pour décomposer 1^{re} d'un électrolyte dans le circuit extérieur a été produite, 1^{re} de zinc a été dissous dans chacun des couples de la pile; il en est de même si l'on remplace le zinc par un autre métal susceptible d'être attaqué par le liquide. » Depuis lors, Daniell (1) reprit ce sujet et développa cette loi par les expériences que nous allons rapporter.

Il disposa une pile formée de platine, de zinc et d'eau acidulée de manière à pouvoir recueillir l'hydrogène qui se dégage sur la lame de platine (fig. 106).

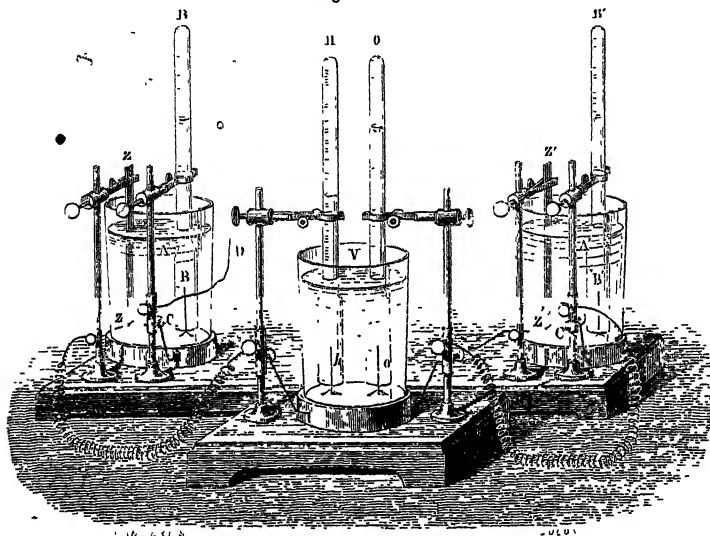
Le premier élément de cette pile est plongé dans le vase A; il se compose d'une lame de zinc ZZ qui est le pôle négatif et d'un fil de platine B; ce fil est recouvert d'une cloche BB et communique au zinc suivant par CD. Tous les couples sont liés entre eux de la même manière, jusqu'au dernier A'. On ferme le circuit en réunissant les deux pôles avec les deux électrodes o et h d'un voltamètre V, et au bout d'un certain temps on peut mesurer les quantités de gaz dégagées. Or Daniell a reconnu qu'elles étaient égales, soit dans les cloches des couples, soit dans celles du voltamètre.

Ensuite il changea la disposition de la pile : au lieu de placer les couples à la suite dans une série linéaire, il les groupa en dérivation de manière à former plusieurs piles distinctes égales ou inégales; puis il réunit tous les rhéophores positifs

(1) DANIELL, *Philosophical Transactions*, 1836 et 1839.

en un seul et à l'un des fils du voltamètre, et tous les rhéophores négatifs à l'autre fil, de façon que chaque pile partielle était traversée par son propre courant, et le voltamètre par la somme des courants; il trouva dans ce voltamètre une quantité d'hydrogène égale à la somme de celles qui étaient dégagées dans chaque élément des diverses piles.

Fig. 106.



Les couples pouvaient être amorcés avec des liquides plus ou moins acidulés, ou différents en nature, ce qui permettait de leur donner une force électromotrice plus ou moins inégale; mais, quand on les réunissait en série linéaire, ils dégagèrent tous des volumes d'hydrogène égaux entre eux et à celui du voltamètre, parce que, étant alors traversés à la fois par le courant résultant, ils éprouvaient une égale électrolyse.

Voulant généraliser cette épreuve, Daniell imagina de placer plusieurs éléments orientés dans le même sens à la suite les uns des autres et d'y ajouter un dernier couple dirigé inversement. L'action dans ce dernier élément étant contraire à celle des premiers, le courant total devait être et fut en effet affai-

bli; mais ce qu'il y eut d'important, c'est que l'action demeura la même dans tous les couples et que l'électrolysation fut renversée dans l'élément retourné : l'hydrogène se dégagait sur le zinc et l'oxygène sur le platine.

Enfin Daniell prépara une pile avec des éléments tout à fait dissemblables par la grandeur et la nature des métaux, ainsi que par la composition des liquides, qui étaient, ou de l'eau acidulée, ou du sulfate de zinc, ou des sels de cuivre, et il reconnut que dans tous les cas il y avait 1^{er} de liquide décomposé dans les couples, en même temps que 1^{er} d'hydrogène dégagé dans le voltamètre extérieur.

En général, on peut imaginer une pile composée, comme on le voudra, de couples absolument quelconques orientés les uns dans un sens, les autres en sens opposé, et l'on peut réunir les pôles de cette pile par une chaîne de voltamètres contenant tous les électrolytes possibles. Quand on ferme le circuit, « l'électrolysation se fera dans tous les liquides d'après l'intensité et la direction du courant résultant qui sont partout les mêmes; et, quand une quantité d'électricité convenable aura parcouru le circuit total, il y aura 1^{er} d'électrolyte décomposé, soit dans chacun des voltamètres, soit dans chacun des couples actifs ». C'est là précisément l'énoncé auquel Matteucci était arrivé depuis 1834 et qui a été surabondamment vérifié depuis par les expériences de MM. Buff ⁽¹⁾, Sorret ⁽²⁾ et Despretz ⁽³⁾; il exprime la loi générale du travail chimique accompli dans les piles : cette loi, établie par l'expérience seule, est indépendante de toute considération théorique. Nous allons maintenant en chercher l'interprétation.

ÉLECTROLYSES ENDOTHERMIQUES ET EXOTHERMIQUES. — L'électrolyse est toujours accompagnée d'un travail chimique, positif ou négatif. Par exemple, la décomposition de l'eau acidulée de concentration convenable dans un voltamètre à lames de pla-

(¹) BUFF, *Liebig's Annalen*, LXXXV.

(²) SORRET, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XLII, p. 257; 1854.

(³) DESPRETZ, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XLII, p. 707; 1856.

tine, effectuée avec dégagement d'oxygène et d'hydrogène, absorbe 34500 calories par équivalent; celle du sulfate de cuivre en cuivre métallique, acide sulfurique hydraté et hydrogène libre, 28200 calories; l'électrolyse analogue du sulfate de zinc, 52400 calories. Ces électrolyses sont *endothermiques*. Il est évident que le courant qui les accomplit doit emprunter ailleurs une quantité d'énergie équivalente.

Considérons maintenant l'électrolyse de l'eau acidulée entre une lame de zinc et une lame de cuivre, c'est-à-dire dans la pile de Volta. L'électrolyse de l'eau acidulée absorbe 34500 calories par équivalent; mais l'action secondaire exercée sur le zinc en dégage 52400. En somme, le travail chimique résultant correspond au dégagement de $52400 - 34500 = 17900$ calories. L'électrolyse est *exothermique*. Le courant qui la produit n'a besoin d'emprunter aucune énergie extérieure.

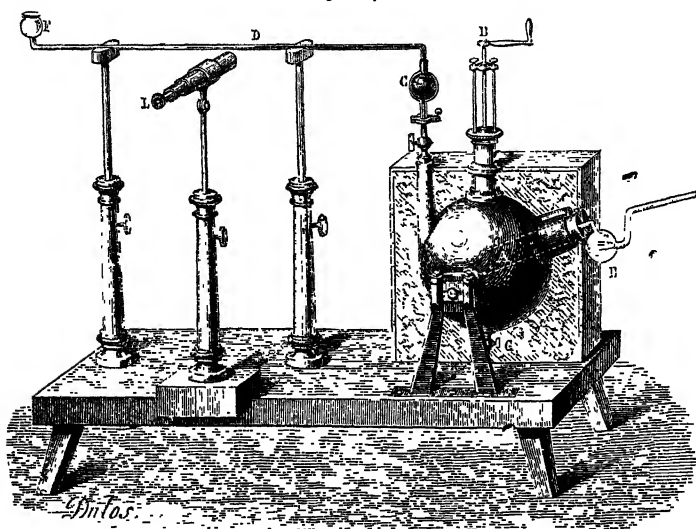
Il y a plus, et l'expérience nous a montré que le système dissymétrique formant la pile de Volta a pour pôle positif le cuivre, pour pôle négatif le zinc, c'est-à-dire que le courant fourni par cette pile est précisément dirigé de manière à produire l'électrolyse exothermique considérée. Toutes les piles hydro-électriques permanentes nous fourniraient des phénomènes analogues. Si cette condition n'est pas remplie, la force électromotrice de la pile est éphémère, il n'y a pas de courant permanent.

EXPÉRIENCES DE FAVRE. — Quand le circuit d'une pile est fermé, la chaleur dégagée par le courant, en vertu de la loi de Joule, est empruntée à l'énergie de la pile. La démonstration expérimentale de ce fait, pour ainsi dire évident *a priori*, a été donnée de la manière la plus complète par Favre. A cet effet, il employait le calorimètre à mercure qui a été décrit au tome II de cet Ouvrage. Rappelons que cet appareil (*fig.* 107) n'est rien qu'un thermomètre dont le réservoir de fonte est très gros, et dont la tige CD, qui est de verre, est très fine, de façon qu'il est très sensible. Toutes les fois qu'on cède au mercure qu'il contient une quantité de chaleur égale à 1^{cal}, le

(1) FAVRE, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XL, p. 293; 1854.

sommet D s'avance dans la tige d'un nombre de divisions qui a été déterminé par des expériences préliminaires ; et inver-

Fig. 107.



sement, on peut conclure du mouvement de la colonne mercurielle la quantité de calories que l'appareil a gagnées.

Deux moufles en fer A pénètrent dans le réservoir. On introduit dans l'un un tube de verre A (*fig. 108*), qui contient un couple voltaïque P formé d'eau acidulée par l'acide sulfurique de zinc amalgamé et de cuivre platiné. La chaleur développée dans ce couple est cédée à l'appareil, qui la mesure. En même temps, on recueille par un tube de verre *d* la quantité d'hydrogène dégagée : on mesure ainsi la quantité Q d'électricité produite.

On place dans le second moufle un tube B semblable au premier, et dans lequel est tendu un fil de platine très fin *rr'*, qui est parcouru par le courant du couple et dont la résistance R diminue ou augmente suivant que son diamètre est plus ou moins grand. La chaleur dégagée dans ce fil *rr'* est également cédée au calorimètre, qui la mesure aussi.

EXPÉRIENCES DE FAVRE.

On peut faire trois déterminations successives : 1° on place le deuxième tube B dans le calorimètre et le premier A à l'extérieur; alors on détermine la quantité de chaleur

$$RI^2 \theta \frac{1}{j} = Q_1$$

cédee au fil en vertu de la loi de Joule; 2° on introduit le couple P dans l'appareil en laissant la résistance R au dehors; on recueille pendant le même temps une quantité de chaleur Q_2 ; enfin 3° on plonge à la fois le couple P et le fil rr' dans les deux mouffes, et l'on recueille pendant le même temps une quantité de chaleur Q égale à $Q_1 + Q_2$: c'est une simple expérience de vérification dont on peut se dispenser. Favre préféra éviter la première et obtenir Q_1 par différence.

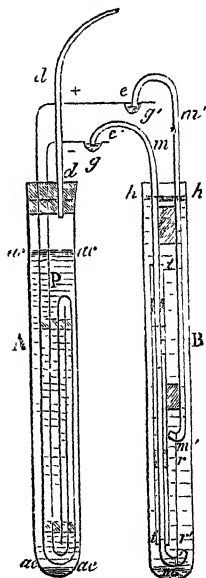
Voici les résultats qui ont été trouvés en employant successivement des résistances R croissantes, lorsque le poids d'hydrogène dégagé était égal à 1^{gr}:

	Q_1	Q_2	$Q_1 + Q_2$
Sans résistance.....	0	18137	18137
1 ^{re} résistance.....	4265	13121	18092
2 ^e résistance.....	6557	11690	18247
3 ^e résistance..	7746	10439	18185
4 ^e résistance.....	9030	8992	18022
Moyenne.....			18136

On voit : 1° que la quantité de chaleur Q_2 dégagée dans la pile décroît en même temps que la quantité de chaleur Q_1 dégagée dans le fil croît, et cela de telle sorte que la somme $Q_1 + Q_2$ demeure constante. L'énergie développée dans le fil par le passage du courant est donc empruntée à l'énergie de la pile.

2° On voit encore que la quantité de chaleur $Q_1 + Q_2$ est celle qui correspond aux actions chimiques dont la pile est le

Fig. 108. 6



siège. La moyenne de toutes les expériences exécutées à ce sujet par Favre donne $Q_1 + Q_2 = 18124$, peu différent de la moyenne 18136 des expériences indiquées ci-dessus et du nombre 18444 déduit des expériences de MM. Favre et Silbermann (1) pour la substitution du sulfate de zinc à l'acide sulfurique, sans dégagement extérieur d'électricité.

Si l'on emploie le courant à produire des décompositions chimiques, l'énergie absorbée par ces décompositions est encore empruntée à la pile. On pourrait le démontrer en adoptant exactement les dispositions des expériences que nous venons de décrire. Il suffira de réunir dans le moufle A plusieurs éléments de pile et de remplacer B par un voltamètre; on trouvera pour la somme $Q_1 + Q_2$ des quantités de chaleur dégagées dans la pile et le voltamètre un nombre inférieur à la quantité de chaleur Q dégagée par la même pile quand le circuit ne comprend que des résistances métalliques. La différence $Q - Q_1 - Q_2$ est précisément égale à la quantité de chaleur absorbée par l'électrolyse exothermique dont le voltamètre est le siège. Ainsi, avec une pile de 5 couples et un voltamètre à eau acidulée et à lames de platine, on trouverait

$$Q_1 + Q_2 = 5.18137 - 34500 = 56185$$

ou un nombre qui ne différerait de celui-là que dans les limites des erreurs d'expériences.

CHALEUR DÉGAGÉE DANS LA PILE. — Plusieurs questions intéressantes sont soulevées par ces expériences. La première et la plus importante se rapporte à la quantité de chaleur dégagée dans la pile. La *totalité de la chaleur chimique* d'une pile, telle que nous venons de l'évaluer, est-elle rendue disponible pour être dépensée, soit dans la pile, soit dans le circuit, conformément à la loi de Joule, ou encore pour produire dans le circuit des décompositions chimiques?

Cette question, longtemps discutée, est aujourd'hui résolue dans le sens de la négative. On peut mesurer avec exactitude

(1) FAVRE et SILBERMANN, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 3^e série, t. XXXVI, p. 33; 1852.

la résistance des liquides électrolytiques d'une pile, et calculer la quantité de chaleur Q_1 qu'un courant d'intensité donnée y dégage d'après la loi de Joule. La quantité de chaleur Q_2 , effectivement recueillie dans un calorimètre où l'on plonge la pile, est en général supérieure; quelquefois elle est inférieure à Q_1 ; rarement on peut constater une égalité parfaite entre Q_1 et Q_2 .

Plusieurs causes concourent à produire cette inégalité, constatée d'abord par Favre ⁽²⁾ et, depuis, par MM. Bosscha ⁽³⁾, F. Braun ⁽³⁾ et A. Wright ⁽⁴⁾. En premier lieu, il faut tenir compte des dégagements et des absorptions de chaleur correspondant aux phénomènes de Peltier qui se produisent dans la pile à toutes les surfaces de contact des électrolytes entre eux ou des électrolytes et des électrodes. En second lieu, des couples locaux peuvent se constituer sur les électrodes mêmes, et la chaleur correspondant aux réactions dont ils sont le siège se dépense sur place, en dehors du circuit principal. Nous allons en fournir un exemple.

PROPRIÉTÉ DU ZINC AMALGAMÉ.— Quand on plonge dans l'acide sulfurique étendu une lame de zinc ordinaire, elle est immédiatement attaquée et dégage à sa surface un courant continu d'hydrogène en bulles très petites. Si l'on fait la même épreuve avec une lame de zinc pur ou amalgamé, elle n'éprouve aucune altération sensible, si ce n'est qu'elle se revêt de bulles d'hydrogène qui ne se dégagent qu'avec une extrême difficulté.

Nous allons chercher quelles sont les conséquences de cette différence d'action au point de vue de la production des courants et de la chaleur dégagée dans les piles. A cet effet, nous préparerons deux couples identiques (*fig. 109*) que nous plongerons dans deux vases égaux, contenant la même eau acidulée, et nous ferons en sorte qu'il n'y ait aucune différence entre eux, si ce n'est que le zinc de l'un sera amalgamé

(¹) FAVRE, *Mémoires des Savants étrangers*, t. XXV.

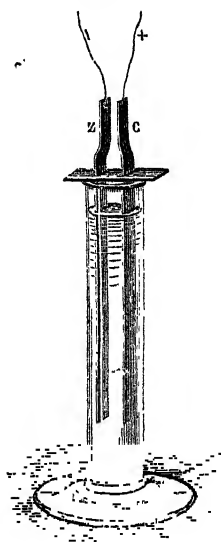
(²) BOSSCHA, *Pogg. Ann.*, CIII, 478 (1858), et CVIII, 312 (1860).

(³) F. BRAUN, *Wied. Ann.*, t. V, p. 182 (1878); t. XVI, p. 561 (1882); t. XVII, p. 593 (1882).

(⁴) A. WRIGHT, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XIV, p. 188 (1882).

et que l'autre ne le sera point. A l'instant où l'on ferme le circuit, on a de part et d'autre un courant à peu près identique ; mais les phénomènes dont les deux bords sont le siège présentent une différence très marquée.

Fig. 109.



Étudions d'abord le cas où le zinc est amalgamé.

Au moment même où l'on ferme le circuit, l'eau acidulée commence à être décomposée, mais avec des circonstances particulières. L'hydrogène se dégage, non contre le zinc, mais en bulles serrées sur la surface du cuivre, et le zinc amalgamé, qui jusqu'alors était inactif, se dissout peu à peu sans changer aucunement d'aspect, sans cesser d'être recouvert des mêmes bulles adhérentes qui signalaient la première phase de l'expérience. Toutes les fois qu'on ouvre le circuit, le dégagement d'hydrogène sur le cuivre et la dissolution de zinc s'arrêtent ; toutes les fois qu'on le ferme et que le courant se rétablit, les deux actions recommencent.

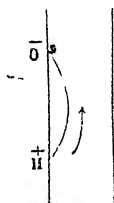
Répétons les mêmes épreuves avec une lame de zinc ordinaire. Elle dégageait de l'hydrogène quand le circuit était ouvert ; elle en dégage encore tout autant et pas plus lorsqu'on le ferme. Cette action est donc permanente et sans relation avec le courant produit par le couple. Mais, si l'on fait abstraction de cette décomposition anormale que rien n'active ou n'empêche, on retrouve, en fermant le circuit, tous les phénomènes qu'offrait le zinc amalgamé, c'est-à-dire un courant qui traverse de C à Z un galvanomètre introduit dans le circuit et une nouvelle décomposition de l'eau qui transporte l'hydrogène sur le cuivre et l'oxygène sur le zinc, dont la dissolution s'accélère, décomposition qui naît quand le contact s'établit et qui s'arrête quand on le détruit.

Les deux espèces de zinc offrent donc : 1° des phénomènes

communs dans un circuit fermé, un courant et une action chimique qui a tous les caractères d'une électrolyse déterminée par ce courant ; 2° des phénomènes individuels, savoir : le zinc amalgamé, des bulles d'hydrogène qui restent adhérentes ; le zinc ordinaire, un dégagement continu du même gaz à sa propre surface. Mais ces derniers phénomènes n'ont rien de commun avec la production du courant extérieur.

Pour expliquer le dégagement continu de l'hydrogène sur le zinc du commerce, on se fonde sur ce que ce métal est impur ; il contient notamment du plomb qui n'est pas attaqué par l'acide sulfurique et qui doit jouer ici d'une manière permanente le rôle que joue la lame de platine par rapport au zinc amalgamé dans l'expérience précédente à l'instant qu'on ferme le circuit. Soit, par exemple (*fig. 110*), un globule de plomb en H, un fragment de zinc pur en O. Ces deux corps étant réunis par la masse du métal, le zinc doit se dissoudre en Zn^{2+} , l'hydrogène se dégager en H_2 d'une manière permanente. Deux faits justifient cette manière de voir : le premier est la difficulté qu'on éprouve à attaquer le zinc distillé pur et homogène qui se comporte comme s'il était amalgamé ; le second est qu'on voit en effet à la surface du zinc ordinaire des points sur lesquels naissent les bulles et qui ne s'attaquent pas, tandis que les parties voisines se creusent et ne dégagent rien ; ces points changent d'ailleurs de place quand la corrosion du métal en découvre d'autres qui les remplacent.

Fig. 110.



Il n'y a donc plus rien d'anormal dans les faits observés. L'action chimique de l'acide sulfurique sur le zinc du commerce est liée à la production de courants continus, et si nous ne recueillons au dehors ni électricité ni chaleur disponibles, c'est que les courants produits se ferment au sein du liquide, et dégagent la totalité de la chaleur correspondant à l'action chimique dans leurs circuits locaux, c'est-à-dire à la surface même du métal attaqué.

EFFET DES COUPLES LOCAUX. — Les propriétés que nous venons d'analyser dans le couple zinc-cuivre se retrouvent dans beau-

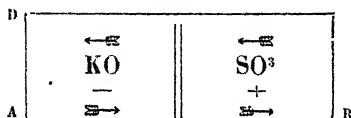
coup d'autres. Il y a souvent lieu d'y distinguer deux actions chimiques, dont l'une est essentiellement liée à la production du courant, sensible à l'extérieur du couple, et dont l'autre consume son énergie en courants locaux, et demeure sans effet au dehors.

1° On plonge du zinc et du platine dans le sulfate de cuivre : tant que le circuit est ouvert, on voit le zinc se couvrir d'un dépôt de cuivre, comme il se couvrirait d'hydrogène dans l'acide sulfurique étendu. C'est, à l'origine, l'effet de la même action locale. Quand on ferme le circuit, ce dépôt change de place et se fait sur le platine pendant que le zinc se dissout ; ces phénomènes sont ceux du cas précédent, avec cette différence que le sulfate de cuivre SO^1Cu est électrolysé, au lieu de l'acide sulfurique étendu $\text{SO}^1\text{H} + n\text{HO}$.

2° Deux lames, l'une de platine, l'autre de zinc, sont placées dans le sulfure de potassium : une action locale lente se remarque pendant que le circuit est ouvert ; quand il est fermé, le courant marche du platine au zinc à l'extérieur, du zinc au platine dans le liquide, et celui-ci se sépare en soufre qui attaque le zinc et en potassium qui se rend sur le platine où, par une action secondaire, il dégage de l'hydrogène.

3° Quand l'acide sulfurique et la potasse, séparés par une cloison poreuse, sont réunis par un fil de platine BCDA (fig. 111), un courant suit ce conducteur et revient dans le liquide de A en B.

Fig. 111.



Ce courant doit transporter en A l'acide sulfurique et l'oxygène, et en B le potassium qui se transforme en potasse et hydrogène : c'est en effet ce qu'on observe. Mais, quand le circuit reste ouvert, les deux liquides se mêlent lentement par endosmose, sans qu'il y ait aucun dégagement de gaz, et se combinent sans effet utile au dehors.

4° On met dans l'intérieur d'un vase poreux du sulfate de

fer et une lame de fer A, et à l'extérieur du sulfate de cuivre avec une lame de platine B : aucune action ne se produit tant que le circuit est ouvert; quand on le ferme, on voit le fer se dissoudre, ce qui prouve que l'acide sulfurique suroxygéné, SO^+ se porte sur lui, et en même temps le platine se recouvre de cuivre. Si l'on ajoutait un excès d'acide sulfurique dans le sulfate de fer, une action permanente dégagerait de l'hydrogène sur le fer; ce phénomène local se superposerait à l'électrolyse sans la modifier.

Il serait superflu de multiplier ces exemples. Bornons-nous à en tirer une conclusion pratique: c'est que les piles usuelles doivent être constituées de manière à supprimer ces actions locales qui produisent une dépense d'énergie sans aucun profit. C'est pourquoi on remplacera toujours dans les modèles de pile courants le zinc commercial par du zinc amalgamé.

APPLICATION DU PRINCIPE DE LA CONSERVATION DE L'ÉNERGIE AUX ÉLECTROLYTES. — Ces préliminaires bien établis, nous sommes maintenant en mesure d'étudier théoriquement les relations qui existent entre l'énergie chimique évoluée dans les piles constantes et l'intensité des courants qu'elles produisent. Quand un circuit comprend des électrolytes, le passage d'une quantité d'électricité $dQ = I d\theta$ à travers le système produit dans chacun d'eux des réactions électrolytiques, d'où résulte un accroissement total dU de l'énergie potentielle du système, proportionnel à la quantité d'électrolytes décomposée, et par conséquent à dQ . On peut donc poser

$$(1) \quad dU = A dQ = AI d\theta.$$

Quand l'électrolyse est exothermique, dU , et par conséquent A, est négatif; quand elle est endothermique, A est positif.

Le principe de la conservation de l'énergie exige que l'énergie totale des corps qui constituent le circuit demeure invariable. Or le passage de la quantité d'électricité $I d\theta$ dégage dans les résistances du circuit, d'après la loi de Joule, une quantité de chaleur équivalente à $I^2 d\theta \sum R$, et aux surfaces de contact, en vertu du phénomène de Peltier, une quantité équivalente à $I d\theta \sum \Pi$. C'est donc un accroissement d'énergie

actuelle $I^2 d\theta \Sigma R + I d\theta \Sigma \Pi$, auquel il faut encore ajouter celui qui correspond au phénomène de Thomson, c'est-à-dire $I d\theta \Sigma (f H dt)$. On a donc

$$\Sigma dU + I^2 d\theta \Sigma R + I d\theta \Sigma \Pi + I d\theta \Sigma (f H dt) = 0,$$

ou, en tenant compte de (1),

$$(2) \quad I d\theta [\Sigma A + I \Sigma R + \Sigma \Pi + \Sigma f (H dt)] = 0$$

Cette équation peut être satisfaite en posant, soit

$$(3) \quad I = 0$$

ou

$$(4) \quad \Sigma A + I \Sigma R + \Sigma \Pi + \Sigma f (H dt) = 0.$$

Remarquons que $I^2 \Sigma R$ est une quantité essentiellement positive. On doit donc avoir

$$I [\Sigma A + \Sigma \Pi + \Sigma f (H dt)] < 0;$$

en particulier, si tous les points du circuit sont à la même température, *ce que nous supposerons désormais*, on doit avoir

$$(5) \quad I (\Sigma A + \Sigma \Pi) < 0.$$

La somme de l'accroissement d'énergie des électrolytes et des dégagements de chaleur correspondant aux phénomènes de Peltier doit être négative, sans quoi l'on aura $I = 0$, et la somme des forces électromotrices comprises dans le circuit sera nulle.

Supposons l'inégalité (5) vérifiée; alors, d'après (4), le système est traversé par un courant d'intensité

$$I = \frac{-\Sigma A - \Sigma \Pi}{\Sigma R}.$$

Cette formule s'identifie avec celle qui exprime la loi de Ohm,

$$I = \frac{\Sigma E}{\Sigma R},$$

en posant

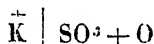
$$(7) \quad \Sigma E = -(\Sigma A + \Sigma II).$$

L'équation (7) donne donc l'expression de la force électromotrice résultante dans le circuit.

Le premier terme $-\Sigma A$ de la force électromotrice se rapporte aux actions chimiques *liées à la production du courant*; celles-ci consistent: 1° dans la séparation de l'électrolyte suivant le symbole



2° dans l'ensemble des réactions que nous avons désignées sous le nom de *réactions secondaires*. Ainsi, dans l'électrolyse du sulfate de potasse entre des électrodes de platine, l'énergie qui entre en jeu est la somme de celles qui correspondent à la séparation



et à la réaction du potassium sur l'eau à l'électrode négative, d'où résultent la formation de potasse et le dégagement d'hydrogène; de même, dans l'électrolyse du sulfate de cuivre avec une électrode négative de cuivre, il faut comprendre dans le calcul de l'énergie la réaction de SO_4 sur le cuivre de l'électrode, d'où résulte du sulfate de cuivre, etc. Mais, s'il s'agit de l'électrolyse de l'eau acidulée avec une électrode négative de zinc du commerce, l'énergie qui entre en jeu ne comprend pas celle qui correspond à l'attaque du zinc par l'acide sulfurique, d'où résulte le dégagement d'hydrogène indépendant du passage du courant.

Le deuxième terme $-\Sigma II$ de la force électromotrice comprend, outre les phénomènes de Peltier relatifs aux soudures des conducteurs, les phénomènes beaucoup plus intenses relatifs aux surfaces de contact des électrodes et des électrolytes,

et ceux qui peuvent se produire aux surfaces de contact de deux électrolytes.

Il est à remarquer que, pour un circuit qui ne comprend que des conducteurs, ΣII est nécessairement nul quand tous les points du circuit sont à la même température : c'est une conséquence de la loi de Volta. Mais cette loi n'est pas applicable aux circuits contenant des électrolytes. Nous verrons, en effet, qu'en général ΣII n'est pas nul ; dans certains cas, il est même loin d'être négligeable par rapport à ΣA .

Quand on connaît la nature des réactions dont une pile est le siège, on sait calculer ΣA , mais, en général, il n'en est pas de même de ΣII ; on ne peut donc déterminer, *a priori*, la valeur absolue de la force électromotrice de la pile. Cette lacune a été comblée par M. Helmholtz (¹), pour le cas particulier des piles réversibles.

PILES RÉVERSIBLES. — APPLICATION DU PRINCIPE DE GARNOT. —

On nomme *pile réversible* une pile telle que les phénomènes chimiques et les phénomènes de Peltier dont elle est le siège changent de signe en conservant leur grandeur absolue, quand on renverse le sens du courant.

Pour constituer une pile réversible, on place dans les deux compartiments d'une auge à cloison poreuse deux sels de même acide, et l'on prend pour électrode, dans chaque compartiment, une lame du métal pur correspondant au sel. Soit, par exemple, une lame de zinc pur ou amalgamé dans le sulfate de zinc, et une lame de cuivre électrolytique dans le sulfate de cuivre (pile de Daniell) ; ou encore une lame d'argent dans l'azotate d'argent et une lame de plomb dans l'azotate de plomb ; ou même deux lames de cuivre dans deux dissolutions différemment concentrées de sulfate de cuivre. Ces piles sont réversibles, car l'électrolyse, s'exerçant dans un sens ou dans l'autre, ne dépose sur les électrodes négatives que le métal pur dont elles sont formées, et ne produit, par l'attaque des électrodes positives, que le sel même dans lequel elles bai-

(¹) HELMHOLTZ, *Ber. Berl.*, p. 22 et 825 ; 1882. Voir *Journal de Physique*, 2^e série, t. III, p. 396.

gnent. Quand on renverse le courant, les phénomènes de Peltier changent donc de signe, mais sans être altérés. Quant aux actions chimiques, elles se renversent : d'endothermique qu'elle était d'abord, l'électrolyse devient exothermique ou inversement; elle met en jeu la même quantité d'énergie, mais celle-ci est positive ou négative suivant qu'une même quantité d'électricité traverse la pile dans un sens ou dans l'autre.

Pour appliquer le principe de Carnot à un élément de pile, nous exprimerons à l'aide de deux variables indépendantes la quantité de chaleur dQ qu'il faut fournir à l'élément pour produire une transformation infiniment petite; puis nous exprimerons que $\frac{dQ}{T}$ est une différentielle exacte. Nous prendrons comme variable indépendante la température T et la quantité d'électricité Q qui a traversé la pile.

Soit E la force électromotrice de la pile. La quantité de chaleur dQ qu'il faut lui fournir pour augmenter de dQ la quantité d'électricité qui a passé dans le sens déterminé par la force électromotrice, et de dt la température, correspond à un accroissement dU de l'énergie potentielle de la pile, et à un accroissement $E dQ$ de l'énergie électrique. Désignant par J l'équivalent mécanique de la chaleur, on a donc

$$(8) \quad dQ = \frac{1}{J} (dU + E dQ).$$

La variation d'énergie dU dépend, nous le savons, de la quantité d'électricité dQ , mais elle peut dépendre aussi de la température. Posons

$$(9) \quad dU = \frac{\partial U}{\partial t} dt + \frac{\partial U}{\partial Q} dQ,$$

et substituons à dU sa valeur dans l'équation (1), il vient

$$(10) \quad dQ = \frac{1}{J} \left[\frac{\partial U}{\partial t} dt + \left(\frac{\partial U}{\partial Q} + E \right) dQ \right];$$

d'où l'expression de l'entropie

$$(11) \quad dS = \frac{dQ}{T} = \int \left[\frac{1}{T} \frac{\partial U}{\partial t} dt + \frac{1}{T} \left(\frac{\partial U}{\partial Q} + E \right) dQ \right].$$

Il reste à exprimer que dS est une différentielle exacte.

Il faut pour cela que l'on ait

$$\frac{\partial \left(\frac{1}{T} \frac{\partial U}{\partial t} \right)}{\partial Q} = \frac{\partial \left[\frac{1}{T} \left(\frac{\partial U}{\partial Q} + E \right) \right]}{\partial t}.$$

c'est-à-dire, toutes simplifications faites, que

$$(12) \quad \frac{\partial U}{\partial Q} + E = T \frac{dE}{dt}.$$

Cela posé, l'expression (3) de dQ devient

$$(13) \quad dQ = \frac{1}{J} \frac{\partial U}{\partial t} dt + \frac{T}{J} \frac{dE}{dt} dQ.$$

L'équation (13) exprime que, pour maintenir invariable la température de la pile ($dt = 0$), quand la quantité dQ d'électricité la traverse en produisant un courant d'intensité infiniment petite (¹), il faut lui fournir une quantité de chaleur

$$(14) \quad dQ_1 = \frac{T}{J} \frac{dE}{dt} dQ$$

proportionnelle : 1° à la quantité d'électricité qui passe, c'est-à-dire à l'intensité du courant et au temps ; 2° à la température absolue ; 3° à $\frac{dE}{dt}$, c'est-à-dire à la variation thermique de la force électromotrice de la pile rapportée à 1°. Si $\frac{dE}{dt}$ est positif, la pile considérée dans son ensemble tend à se refroidir, quand un courant la traverse dans le sens déterminé par sa force électromotrice ; il faut lui fournir de la chaleur

(¹) Condition de réversibilité.

PILES RÉVERSIBLES.

pour maintenir sa température constante. Quand $\frac{dE}{dt}$ est négatif, elle tend à s'échauffer, il faut lui enlever de la chaleur.

Nous avons représenté par

$$\int \Sigma \Pi I d\theta = \int \Sigma \Pi dQ$$

la quantité de chaleur *dégagée* par l'ensemble des effets Peltier. Cette quantité est égale et de signe contraire à la quantité de chaleur dQ_1 *absorbée* dont nous possédons maintenant l'expression (14); il en résulte (1) (15),

$$(15) \quad \Sigma \Pi = - \int \frac{T}{J} \frac{dE}{dt}.$$

Connaissant l'expression de $\Sigma \Pi$, nous pouvons désormais calculer, *a priori*, la force électromotrice d'une pile réversible en faisant usage de la formule (7).

VÉRIFICATIONS. — Divers travaux ont été entrepris récemment pour soumettre les formules (7) et (15) au contrôle de l'expérience (2). Les meilleurs résultats ont été obtenus par M. Jahn (3).

Pour mesurer $\frac{dE}{dt}$, ce savant oppose deux éléments identiques, l'un, maintenu dans la glace fondante; l'autre, porté à une température quelconque. Dans les limites des expériences, la force électromotrice résultante ε est proportionnelle à t , et l'on a

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\varepsilon}{t}.$$

$\frac{dE}{dt}$ étant connu, on s'en sert pour calculer $\Sigma \Pi$.

(1) La formule (15) est identique à celle que nous avons trouvée p. 153*, pour représenter le phénomène de Peltier à la surface de contact de deux métaux.

(2) CZAPSKI, *Wied. Ann.*, XXI, p. 309 (1884); *Journal de Physique*, 2^e série, t. IV, p. 578. GÖCKEL, *Wied. Ann.*, XXIV, p. 618 (1885); *Journal de Physique*, 2^e série, t. V, p. 529.

(3) JAHN, *Wied. Ann.*, t. XXVIII, p. 21 et 491 (1886); *Journal de Physique*, 2^e série, t. VI, p. 575.

Pour déterminer ΣA , on pourrait se fonder sur la connaissance des réactions dont la pile est le siège, emprunter les déterminations calorimétriques que l'on possède sur les chaleurs moléculaires de combinaison, et calculer la chaleur absorbée Q_c rapportée à un équivalent d'action chimique. On sait qu'un équivalent d'électrolyte exige 96000 coulombs pour sa décomposition. Pour une quantité d'électricité $Q = 1$ coulomb, la quantité de chaleur absorbée se réduira à $\frac{Q_c}{96000}$ et pour $Q = 1$ C. G. S. = 10 coulombs à $\frac{Q_c}{9600}$;

$$(16) \quad \Sigma A = J \frac{Q_c}{9600} = 4,17 \cdot 10^7 \frac{Q_c}{9600}.$$

Mais il est préférable d'obtenir ΣA par des expériences directes, réalisées sur l'élément même qu'on étudie. L'équation (2) exprimant le principe de la conservation de l'énergie appliquée à un circuit à température uniforme, traversé pendant le temps θ par un courant constant d'intensité I , devient

$$(17) \quad -I\theta \Sigma A = I\theta \Sigma \Pi + I^2 \theta \Sigma R.$$

Le deuxième terme du second membre est relatif à l'énergie dépensée suivant la loi de Joule : une partie P_1 , relative au circuit extérieur, se calcule aisément si l'on connaît la résistance de ce circuit et s'il comprend une boussole des tangentes ; le reste se dépense dans la pile, en même temps que l'énergie $I\theta \Sigma \Pi'$ relative aux phénomènes de Peltier dont elle est le siège : on recueille l'équivalent en chaleur de l'énergie P_2 due à cette double cause, et on la mesure en plongeant la pile dans un calorimètre. Enfin on pourra négliger la résultante $I\theta \Sigma \Pi''$ des effets de Peltier, toujours très faibles, relatifs aux soudures métalliques du circuit. En étendant l'expérience à un temps θ tel que l'unité C. G. S. d'électricité (10 coulombs) ait traversé le circuit ($I\theta = 1$), la somme $P_1 + P_2$ donnera $-\Sigma A$. C'est à ce mode de mesure que s'est arrêté M. Jahn.

Connaissant séparément $\Sigma \Pi$ et ΣA , il ne reste plus qu'à mesurer directement la force électromotrice de la pile et à re-

PILES RÉVERSIBLES.

connaître si elle vérifie la formule

$$E = -(\Sigma A + \Sigma H).$$

La force électromotrice doit être exprimée en unités absolues C. G. S. Si l'on a mesuré sa valeur en volts, il faudra donc multiplier le second membre par 10^{-8} avant de l'égalier au premier.

Le Tableau suivant résume les résultats obtenus par M. Jahn :

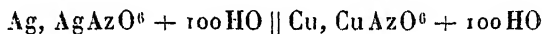
NATURE DE L'ÉLÉMENT.	$\frac{dE}{dt}$ en volts.	$-\Sigma H. 10^{-3}$.	$-\Sigma A. 10^{-3}$.	E_0 (en volts)	
				calculé.	observé.
Cu, Cu SO ⁴ + 100 HO	+0,000034	+0,0093	1,0882	1,0075	1,0962
Zn, Zn SO ⁴ + 100 HO					
Cu, Cu C ⁴ H ³ O ⁴ Aq.	+0,000385	+0,1052	0,3588	0,4940	0,4764
Pb, Pb C ⁴ H ³ O ⁴ + 100 HO					
Ag, Ag Cl	-0,000409	-0,1118	1,1547	1,0429	1,0306
Zn, Zn Cl + 100 HO					
Ag, Ag Cl	-0,000210	-0,0574	1,0659	1,0085	1,0171
Zn, Zn Cl + 50 HO					
Ag, A Cl	-0,000203	-0,0552	1,0239	0,9687	0,9740
Zn, Zn Cl + 25 HO					
Ag, Ag ³ Br	-0,000106	-0,0290	0,8673	0,8383	0,8409
Zn, Zn Br + 25 HO					
Ag, Ag Az O ³ + 100 HO	-0,000632	-0,1707	1,1043	0,9336	0,9320
Pb, Pb Az O ³ + 100 HO					
Ag, Ag Az O ³ + 100 HO	-0,000708	-0,1937	0,6524	0,4587	0,4580
Cu, Cu Az O ³ + 100 HO					

La concordance entre les valeurs calculées et observées de la force électromotrice E_0 (à la température de 0°) est aussi parfaite qu'on peut l'espérer, eu égard à la multiplicité et à la difficulté des mesures d'où elles résultent.

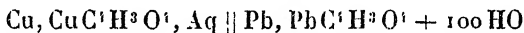
On remarquera que, pour l'élément Daniell, ΣH est très petit. C'est ce que l'on pouvait prévoir d'après les résultats du Chapitre précédent. La force électromotrice thermo-électrique et, par conséquent, aussi le phénomène de Peltier ont

des valeurs sensiblement égales pour les surfaces de contact du cuivre ou du zinc avec les sels correspondants (*voir* p. 238* et 241*), et, comme le courant de la pile de Daniell traverse ces deux surfaces en sens contraire, ils se retranchent et leur somme algébrique $\Pi - \Pi'$ est sensiblement nulle; la force électromotrice thermo-électrique et le phénomène de Peltier Π'' correspondant à la surface de contact des deux sulfates sont des quantités extrêmement petites (*voir* p. 247*): la somme $\Pi - \Pi' + \Pi''$ doit donc être faible, comme l'a montré l'expérience directe.

Dans le cas particulier de la pile de Daniell, l'énergie électrique de la pile est donc sensiblement égale à l'énergie chimique; mais, en généralisant, comme on l'avait fait à tort, cette proposition, accidentellement vérifiée par le couple le plus usuel, on s'exposerait, même dans le cas des piles réversibles, à des erreurs parfois importantes. On attribuerait, par exemple, au couple



une force électromotrice de 42 pour 100 trop forte, au couple



une force électromotrice de 25 pour 100 trop faible.

Les résultats auxquels nous venons d'arriver ne supposent nullement que le courant traverse la pile réversible dans le sens déterminé par sa force électromotrice. Le sens et l'intensité du courant qui traverse un système quelconque d'éléments de piles réversibles sont déterminés par le signe et la grandeur de la force électromotrice résultante, conformément à la loi de Ohm.

Dans les cas qui nous restent à examiner, la réversibilité n'existe pas, et l'on ne peut appliquer que le principe de la conservation de l'énergie.

MAXIMUM DE POLARISATION. — Quand une auge électrolytique à lames de platine est traversée par un courant d'inten-

sité I supérieure à une certaine limite, on ne remarque plus d'accroissement de sa force électromotrice de polarisation p . A cette force électromotrice, dirigée en sens inverse du courant, correspond une dépense d'énergie électrique $pI\theta$ dont l'équivalent se retrouve dans l'auge : 1° sous forme d'accroissement d'énergie potentielle résultant de la décomposition électrolytique accomplie ; 2° sous forme de chaleur en vertu du phénomène de Peltier, et parfois aussi par suite de la formation de couples locaux à la surface des électrodes.

Soit, par exemple, une auge électrolytique à sulfate de cuivre et à lames de platine. L'électrode négative se recouvre d'une couche de cuivre, tandis que le radical SO_4 , se portant à l'électrode positive, modifie progressivement la composition de la liqueur autour de l'électrode. Si la couche de cuivre qui se dépose est bien adhérente et imperméable, il ne peut se former de couples locaux à l'électrode négative ; mais, si le cuivre est pulvérulent, par suite de la présence d'une petite quantité d'oxyde ou de traces de métaux étrangers, le platine à nu sur certains points et le cuivre qui le recouvre forment une quantité de couples locaux où se dépense une quantité d'énergie plus ou moins importante.

Les phénomènes présentés par l'auge électrolytique considérée ne sont pas réversibles. Si nous renversons le courant au bout d'un temps assez long, le nouveau pôle négatif en platine se recouvre aussitôt de cuivre et l'électrolyse a lieu, non plus comme tout à l'heure entre une lame de platine et une lame de cuivre, mais entre deux lames de cuivre, et il en sera ainsi jusqu'à ce que tout le cuivre précédemment déposé soit dissous. Pendant cette seconde période la force électromotrice E qu'offrira l'auge différera de la force électromotrice de polarisation p qu'elle présentait pendant la première.

On peut comparer expérimentalement le maximum de polarisation p et le coefficient A d'énergie de la réaction électrolytique, ou, ce qui revient au même, les quantités de chaleur $\frac{1}{J}pI\theta$, $\frac{1}{J}AI\theta$, relatives à la quantité $I\theta$ d'électricité (96 000 coulombs), qui met en liberté 1^{er} d'électrolyte.

Voici les résultats obtenus par M. Jahn (1). La dernière colonne du Tableau donne l'excès $Ws = \frac{1}{J} I \theta (p - A)$ fréquemment désigné sous le nom de *chaleur secondaire*. C'est celle qui est consommée par les phénomènes de Peltier et par les couples locaux, s'il s'en produit.

SUBSTANCES.	P EN VOLTS à 0°.	$\frac{1}{J} p I \theta$.		$\frac{1}{J} A I \theta$.	Ws.
		Jahn	Favre (2)	Thomsen.	
CuSO ⁴	1,660	38259	38030	2798•	10275•
ZnSO ⁴	2,715	62570	66490	53045	9525
CdSO ⁴	2,364	54480	54570	44940	9540
Cu C ⁺ H ⁺ O ⁻	1,511	34825	»	25170	9655
Zn C ⁺ H ⁺ O ⁻	2,624	60475	»	50355	10120
Cu Az O ³	1,636	37705	37770	26205	11500
Ag Az O ³	1,220	28115	»	8390	19775
Pb Az O ³	2,143	49390	»	37035	15355
Pb C ⁺ H ⁺ O ⁻	2,048	47085	»	32885	14200
H SO ⁴ + Aq.....	2,388	55035	54740	34180	20850
Na SO ⁴	3,130	72135	»	50200 (3)	(21935)
K SO ⁴	3,118	71860	»	50350 (3)	(21510)

Dans tous les cas, Ws est positif et varie en valeur absolue de 10000^{cal} à 20000^{cal}; en valeur relative, de moins de $\frac{1}{2}$ à plus de deux fois $\frac{1}{J} A I \theta$. Ces résultats sont d'ailleurs susceptibles de varier avec l'intensité du courant.

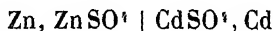
(1) JAHN, *Wied. Ann.*, t. XXVIII, p. 498; *Journal de Physique*, 2^e série, t. VI, p. 576.

(2) Valeurs obtenues par la méthode calorimétrique [*Comptes rendus*, t. LXIII, p. 369 (1866); LXVI, p. 252 (1868); LXXIII, p. 293 et 300 (1871)].

(3) Ces nombres représentent, d'après M. Berthelot, la chaleur absorbée par la décomposition de l'eau acidulée en oxygène et hydrogène libres, augmentée de la chaleur de combinaison de l'acide et de la base alcaline. Ces nombres, ainsi que ceux entre parenthèses, qui en découlent, diffèrent d'environ 15 000 unités des nombres admis à tort par M. Jahn.

FORCE ÉLECTROMOTRICE MINIMUM NÉCESSAIRE POUR PRODUIRE L'ÉLECTROLYSE. — Toutefois si, au lieu de chercher l'énergie absorbée par l'auge électrolytique dans l'acte de la décomposition continue, on veut seulement savoir *quelle est la force électromotrice minimum qu'il faut introduire dans le circuit pour amorcer l'électrolyse*, en produisant le premier dégagement de gaz ou dépôt métallique appréciable à la surface de fils de platine très courts soudés à l'extrémité de tubes de verre, on peut obtenir des résultats très différents, ainsi que l'ont établi les expériences de M. Berthelot ⁽¹⁾. Au premier instant l'électrolyse se produit entre des électrodes de *platine* non modifiées, l'auge électrolytique est parfaitement symétrique, les phénomènes de Peltier aux deux électrodes se compensent *rigoureusement*, et il ne peut y avoir d'autre énergie absorbée que celle qui correspond à l'action chimique. Plus tard, quand l'électrolyse est amorcée, la symétrie disparaît, et la chaleur secondaire entre en ligne de compte. Malheureusement des expériences faites en vue de constater le *commencement d'une électrolyse visible* ne comportent pas une précision absolue, et nous ne pouvons nous attendre à vérifier en toute rigueur la proposition, évidente *a priori*, que nous venons d'énoncer.

M. Berthelot employa soit des éléments Daniell dont la force électromotrice était de 1^{vol}t, 064, ou des éléments



valant 0^{vol}t, 360; ou enfin des éléments zinc-platine eau acidulée dont la force électromotrice *initiale* est évaluée à 0^{vol}t, 825. Dans ces conditions on trouve que la décomposition du sulfate de potasse ne se produit pas avec 2 éléments Daniell (2^{vol}t, 128), mais qu'elle s'amorce avec 1 Daniell + 1 élément au cadmium + 1 élément zinc-platine (2^{vol}t, 249). La chaleur de décomposition du sulfate de potasse (50200^{cal}) correspond à 2^{vol}t, 180, nombre compris entre les forces électromotrices très voisines de ces deux combinaisons de couples. Tous les autres cas

(1) BERTHELOT, *Journal de Physique*, 2^e série, t. I, p. 5; 1881.

étudiés par M. Berthelot fournissent des résultats analogues. Ainsi l'eau acidulée exigera $1^{\text{volt}}, 484$ entre deux lames de platine (34180^{cal}), et $0^{\text{volt}}, 269$ seulement ($34180-27980^{\text{cal}}$) entre deux lames de cuivre. En général, on calculera la force électromotrice minimum en volts, en multipliant la chaleur chimique $\frac{1}{J} A I \theta$ par $\frac{4,17}{96000}$ (voir p. 270* et 271*).

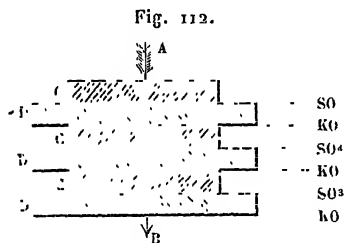
Le résultat le plus intéressant des recherches de M. Berthelot se rapporte au cas où l'électrolyse peut s'effectuer de plusieurs manières : il établit alors que les plus petites forces électromotrices produisent la réaction qui absorbe la plus petite quantité de chaleur possible ; la réaction qui en absorbe davantage n'apparaît que pour des forces électromotrices plus considérables. Ainsi l'électrolyse du sulfate ferreux en fer, acide sulfurique et oxygène, absorbe 34000^{cal} , tandis que la décomposition en acide et oxyde accompagnée de la décomposition de l'eau exige 47000^{cal} . Le fer apparaît pour des forces électromotrices inférieures à $1^{\text{volt}}, 476$, tandis que l'eau est décomposée pour des forces électromotrices plus grandes.

Le sulfate manganoux donne un résultat plus curieux encore : avec les plus faibles forces électromotrices qui produisent un courant permanent, il y a formation de bioxyde de manganèse au pôle positif (37000^{cal} ou $1^{\text{volt}}, 607$) et il se dégage de l'hydrogène au pôle négatif, tandis que, pour des forces électromotrices supérieures, on obtient du manganèse métallique au pôle négatif (69000^{cal} ou $2^{\text{volt}}, 997$) et un dégagement d'oxygène au pôle positif. Toutefois, avec des courants énergiques, la formation de bioxyde au pôle positif et le dégagement d'hydrogène au pôle négatif ne sont pas suspendus : les deux réactions se produisent simultanément.

PILES SECONDAIRES. — Quand l'électrolyse se produit dans une auge sans dégagements de gaz, de telle sorte que les produits de l'électrolyse restent entièrement dans l'auge combinés soit aux électrodes, soit à l'électrolyte, la polarisation développée est persistante, et la pile créée par l'électrolyse peut donner un courant constant de durée analogue à celui des piles communes.

PILES SECONDAIRES.

La première en date des *pires secondaires*, imaginée par Ritter (¹), ne remplit pas exactement ces conditions; elle n'est propre à fournir qu'une expérience curieuse de laboratoire. Ritter empilait des disques de cuivre C, C, C (fig. 112), séparés,



par des draps D, D, D imbibés d'une dissolution saline, par exemple de sulfate de potasse, et il les soumettait pendant un certain temps à l'action d'un courant AB; il se dégageait de l'oxygène et de l'hydrogène, mais alors, l'acide sulfurique se portant à la partie supérieure de tous les draps, la potasse à la partie inférieure, demeuraient séparés; chacun de ces draps devenait un couple actif séparé du suivant par un conducteur métallique, et leur ensemble constituait une pile dont le pôle positif était en A et le négatif en B. En réunissant ces pôles par un conducteur, on avait par conséquent un courant opposé à AB, pendant tout le temps que l'acide et la potasse mettaient à se recombiner. Mais l'énergie développée par la pile secondaire était évidemment très inférieure à l'énergie absorbée pendant sa formation.

Cet inconvénient n'existe qu'à un degré beaucoup moindre dans les piles secondaires ou *accumulateurs* imaginés d'abord par M. G. Planté (²), et qui, sous des formes perfectionnées diverses, sont aujourd'hui d'un emploi courant dans les laboratoires et dans l'industrie.

Quand on décompose de l'eau acidulée entre des électrodes de plomb recouvertes d'une couche épaisse d'oxyde, l'oxygène qui se porte au pôle positif y transforme le protoxyde en

(¹) RITTER, *Vogt's Neues Magazin*, VI; 1803.

(²) PLANTÉ, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. I., p. 640; 1860.

bioxyde, tandis qu'au pôle négatif l'hydrogène ramène le protoxyde à l'état de plomb réduit. Si l'on interrompt alors le courant et qu'on réunisse directement les électrodes par un arc conducteur, le couple créé par l'électrolyse fournit un courant de sens contraire; le bioxyde de plomb est réduit, le plomb métallique oxydé; les surfaces du couple passent en sens inverse par tous les états qu'elles ont traversés, et, quand les deux électrodes sont redevenues identiques, le couple se trouve épuisé. Un cycle d'opérations fermé a été accompli; l'énergie potentielle du couple est revenue à sa valeur initiale. L'énergie accumulée dans le couple pendant la charge a été restituée intégralement pendant la décharge. Il n'y a d'autres pertes que celles qui résultent de la chaleur non réversible dégagée dans le couple pendant la charge, en vertu de la loi de Joule, ou encore de la recombinaison lente des éléments séparés qui s'effectue toujours à la longue dans le couple ouvert. On remédiera dans la mesure du possible à ce double inconvénient, en donnant au couple la plus faible résistance possible et en l'employant de suite après sa formation.

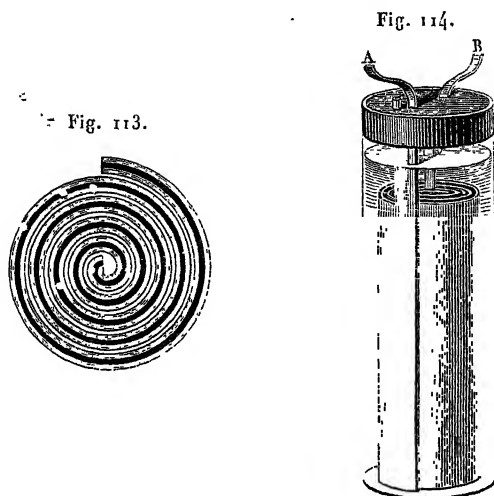
Pour préparer un couple secondaire, on peut, comme le faisait d'abord M. Planté, employer deux lames de plomb métallique et avoir recours à une série répétée d'électrolyses et de fermetures du couple sur lui-même; par les oxydations et réductions successives qu'elles éprouvent, les deux lames se désagrègent superficiellement et se recouvrent d'une couche plus ou moins épaisse d'oxyde.

Voici la disposition donnée par M. Planté à ses éléments :

Deux grandes feuilles de plomb, d'un peu plus d'un mètre carré de surface, sont enroulées en spirale et séparées l'une de l'autre par une feuille de gutta-percha (*fig. 113*); elles plongent dans l'eau acidulée au $\frac{1}{10}$ (*fig. 114*). On forme l'élément en y faisant passer alternativement en sens contraire, jusqu'à ce qu'il commence à se dégager des gaz, le courant de 2^{es} ou 3^{es} de Bunsen ou de Grove; les alternatives doivent être de plus en plus écartées. Quand l'élément est formé, on le charge toujours dans le même sens, et l'on utilise à l'extérieur le courant de décharge.

PILES SECONDAIRES.

M. C. Faure ⁽¹⁾ a supprimé l'opération très longue de la formation des éléments Planté ; il les constitue à l'aide de



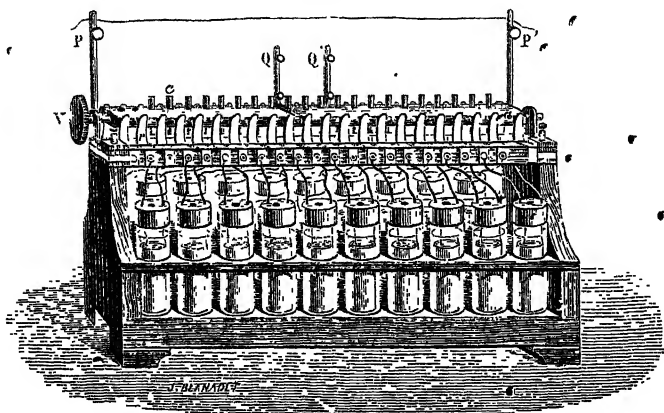
deux lames de plomb recouvertes de minium ou d'un autre oxyde de plomb insoluble, puis entourées d'un cloisonnement en feutre, retenu par des rivets de plomb. Ce système étant placé dans l'eau acidulée, il suffit, pour former le couple, d'y faire passer une seule fois un courant qui amène le minium de l'une des lames à l'état de peroxyde et celui de l'autre à l'état de plomb réduit.

On peut, à l'aide des batteries secondaires de M. Planté ou des *accumulateurs* Faure, obtenir des courants d'une très grande puissance : une disposition très simple permet en effet de charger les éléments en les réunissant en quantité, de les décharger en les réunissant en tension. M. Planté emploie à cet effet un commutateur représenté par la *fig. 115*. Une règle de bois horizontale *Va* est munie de deux bandes de cuivre qui la recouvrent dans toute son étendue sur deux faces opposées : elle est traversée par des fiches de cuivre *e* en nombre

(1) REYNIER, *Pile secondaire de M. Faure* (*Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. CXII, p. 951; 1881).

égal à celui des éléments à réunir, mais qui sont dirigées dans un plan parallèle aux lames. Le pôle positif de chaque élément communique à un ressort isolé placé en avant du com-

Fig. 115.



mutateur, son pôle négatif avec un ressort isolé placé en arrière. Cela posé, quand les bandes de cuivre touchent les ressorts, tous les pôles positifs communiquent entre eux par la bande antérieure, tous les négatifs entre eux par la bande postérieure ; mais, quand on tourne le commutateur de 90° , chacune des fiches transversales dirigées horizontalement fait communiquer le pôle positif de l'un des éléments avec le pôle négatif du suivant. Les pôles Q, Q' en relation avec les bandes de cuivre servent à charger la pile ; les pôles P, P' communiquent avec les fiches extrêmes et avec le circuit extérieur dans lequel on veut décharger la pile.

De ces piles secondaires on peut rapprocher la pile à gaz imaginée par Grove et sur laquelle nous reviendrons quand nous nous serons livrés à l'étude de la polarisation.

CHAPITRE X.

DE LA POLARISATION DES ÉLECTRODES.

Comment la polarisation se produit. — Conductibilité métallique et électrolytique. — Comment la polarisation se détruit. — Nature de la polarisation. — Cas des mélanges d'électrolytes. — Passivité du fer. — Cas du platine. — Pile à gaz. — Résistance au passage. — Analogie d'une électrode polarisée et d'un condensateur. — Capacité de polarisation. — Couches électriques doubles.

COMMENT LA POLARISATION SE PRODUIT. — Nous savons par ce qui précède : 1° que la polarisation des électrodes se manifeste par une force électromotrice en sens inverse du courant qui la produit ;

2° Que la valeur maximum p de cette force électromotrice pour un électrolyte et des électrodes données est telle, que le travail électrique absorbé pQ est, en général, supérieur à l'accroissement correspondant AQ d'énergie potentielle de l'auge électrolytique $p > A$;

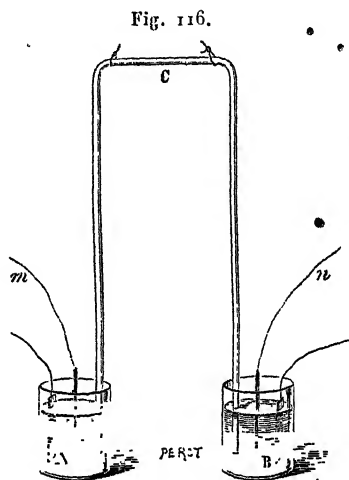
3° Que la force électromotrice minimum E que le circuit doit comprendre pour que la décomposition électrolytique commence à se manifester par un dégagement de gaz ou un dépôt métallique infiniment petit est $E = A$: cette force électromotrice E fait équilibre à la force électromotrice de polarisation des électrodes, à l'instant où la décomposition commence. Il n'y a donc de décomposition sensible que pour

$$p > A.$$

Qu'arrive-t-il si, dans un circuit comprenant une auge électrolytique, on intercale une pile de force électromotrice $E < A$? On sait depuis longtemps que, dans ces conditions, les électrodes de l'auge se polarisent, et que la valeur maximum de la

force électromotrice de polarisation est sensiblement égale à E . Aucune trace de gaz ou d'autre produit électrolytique libre n'apparaît aux électrodes.

Analysons de plus près ce qui se passe dans cette expérience. A cet effet, nous aurons recours à la méthode électrométrique et nous mesurerons simultanément la polarisation individuelle de chaque électrode et la conductibilité de l'électrolyte, en ayant soin de donner au circuit une résistance totale très grande. Par exemple, s'il s'agit de la polarisation



d'électrodes de platine dans l'eau acidulée, on prendra une pile de force électromotrice inférieure à 1 volt, 484 (*voir* p. 276*), par exemple un élément Daniell ou un élément zinc-cadmium ; on intercalera dans le circuit une résistance métallique de 200 000 ohms et l'auge électrolytique disposée comme le montre la *fig.* 116⁽¹⁾. Les électrodes A et B sont des lames de platine assez larges plongeant dans deux vases remplis d'eau acidulée et communiquant par un long siphon capillaire C plein du même liquide. Deux fils de platine *m* et *n*,

(¹) BOUTY, *Journal de Physique*, 2^e série, t. 1, p. 346; 1882.

DE LA POLARISATION.

verniss, sauf à leurs extrémités, plongent dans chacun des deux vases.

On remarquera que les résistances ρ , ρ' , comprises entre les électrodes m ou n et les fils correspondants, sont absolument négligeables par rapport à la résistance totale R du circuit ; d'ailleurs, l'intensité i du courant est très faible et les produits $i\rho$, $i\rho'$ sont négligeables. Les forces électromotrices entre A et m , B et m , mesurées à l'électromètre, se réduisent donc aux valeurs p_e , p_e' des polarisations de A et de B . D'autre part, la résistance r de la colonne liquide comprise dans le siphon est énorme, et la force électromotrice entre m et n donne la valeur de ir . Pour obtenir r et i , on sait qu'il suffit de mesurer, en même temps que ir , la force électromotrice ir' entre les extrémités d'une résistance métallique r' connue et comprise dans le circuit.

En opérant ainsi, M. Bouty a obtenu les résultats suivants :

1° Dans les premiers instants qui suivent la fermeture du circuit, la polarisation des électrodes est très faible, et le courant possède une intensité très peu inférieure à celle que l'on calculerait d'après la force électromotrice de la pile et la résistance totale du circuit.

2° La polarisation augmente avec une rapidité inégale aux deux électrodes ; elle atteint son maximum d'abord au pôle négatif, beaucoup plus tard au pôle positif. Avec les courants les plus faibles, ce dernier maximum peut n'être atteint qu'au bout de plusieurs jours.

3° Toutes choses égales d'ailleurs, l'établissement de la polarisation est d'autant plus rapide que les électrodes sont plus petites.

4° La polarisation maximum est plus forte à l'électrode positive qu'à l'électrode négative ; le rapport des deux polarisations limites dépend de toutes les circonstances de l'électrolyse.

5° La somme des valeurs limites des polarisations des deux électrodes est toujours inférieure à la force électromotrice de la pile, quelque faible que soit celle-ci. Il y a donc un courant permanent qui traverse l'électrolyte, quelle que soit la force

électromotrice employée. Ce dernier résultat était connu depuis longtemps.

6° Enfin la force électromotrice entre les fils m et n décroît à mesure que la polarisation des électrodes croît; sa variation est proportionnelle à l'intensité du courant. En d'autres termes, la colonne liquide du siphon C offre au courant une résistance constante et bien déterminée.

En résumé, *la polarisation des électrodes est toujours le résultat du passage d'un courant à travers l'électrolyte: la polarisation initiale est nulle.*

La polarisation à chaque électrode croît à partir de zéro avec la quantité d'électricité qui traverse l'unité de surface de l'électrode; on est donc porté à en conclure qu'elle est l'effet d'une altération superficielle des électrodes déterminée par l'accumulation à leur surface de produits qui y sont amenés par le courant.

CONDUCTIBILITÉ MÉTALLIQUE ET ÉLECTROLYTIQUE. — Dans l'expérience que nous venons de décrire, il n'y a pas de dégagement de gaz aux électrodes, et cependant il s'établit un courant permanent d'intensité mesurable, quoique très faible. Les premiers physiciens qui ont observé ce phénomène l'expliquaient en attribuant aux électrolytes une certaine conductibilité résiduelle qu'ils supposaient très petite par rapport à la conductibilité ordinaire, celles qu'ils présentent en s'électrolysant.

On attribuait donc aux électrolytes deux sortes de conductibilité: l'une dite *métallique*, persistant en dehors du phénomène de l'électrolyse; l'autre *électrolytique*, conséquence nécessaire de leur décomposition, à laquelle on la supposait liée.

S'il en était ainsi, la mesure de la résistance r du siphon C (fig. 116) devrait donner des résultats différents, suivant qu'on intercalerait dans le circuit une force électromotrice inférieure ou supérieure à 1^{vol},484; dans le premier cas, on mesurerait la résistance métallique, dans le second une résistance beaucoup plus faible, puisque la conductibilité métallique et la conductibilité électrolytique se trouveraient superposées.

Or, en faisant varier la force électromotrice de 0^{volt},365 à 11^{volt},76 et la résistance métallique extérieure dans les limites les plus larges, M. Bouty (1) n'a pu constater aucune différence entre les valeurs de la résistance r ; elle est la même soit pour des courants dont l'intensité correspondrait à la mise en liberté de 1^{er} d'hydrogène en trois ans et demi, soit pour des courants qui produisent un dégagement gazeux nettement perceptible aux deux électrodes.

Des épreuves analogues, réalisées sur d'autres liquides, ont établi qu'un liquide de composition déterminée n'a qu'une seule manière de conduire l'électricité, quelles que soient l'intensité du courant et la force électromotrice placée dans le circuit, qu'elles que soient, par conséquent, les polarisations des électrodes et les réactions électrolytiques qui s'y développent. Les termes de *conductibilité électrolytique* et de *conductibilité métallique* d'un même électrolyte ne correspondent à aucune réalité. Ils doivent disparaître de la science.

COMMENT LA POLARISATION SE DÉTRUIT. — A. Quand on supprime le courant qui a polarisé les électrodes, et qu'on réunit celles-ci par un arc conducteur, il se produit un courant temporaire de sens contraire au courant polarisateur, et dont l'intensité I est régie par la loi de Ohm, c'est-à-dire que l'on a à chaque instant

$$I = \frac{E}{R},$$

R représentant la résistance totale du circuit, E la force électromotrice qui subsiste à cet instant entre les électrodes.

Si la polarisation est liée à l'accumulation sur les électrodes de quantités considérables de produits électrolytiques, E demeurera sensiblement constant pendant un temps assez long, et le système polarisé jouira des propriétés d'une pile constante. C'est le cas des accumulateurs, étudiés précédemment (voir p. 277*).

(1) BOUTY, *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. I, p. 346; 1882.

Si, au contraire, la polarisation n'est accompagnée d'aucune modification *visible* des surfaces, E tendra rapidement vers zéro. En général, le passage d'une quantité d'électricité $I dt$ sera lié à une variation $-dE$ de la force électromotrice, de telle sorte que l'on ait

$$-dE = KI dt.$$

Le cas le plus simple qui puisse se présenter est celui où K est constant. Remplaçant alors I par $\frac{E}{R}$, on a

$$\frac{dE}{E} = -K \frac{1}{R} dt,$$

d'où

$$(1) \quad E = E_0 e^{-\frac{K}{R}t};$$

E_0 est la valeur initiale de la polarisation pour $t=0$. Mais ce n'est que dans des cas très particuliers que la perte de polarisation obéit à la formule (1). K est une fonction complexe dépendant de circonstances qu'on n'a encore analysées que très imparfaitement.

B. Si, après avoir supprimé le courant polarisateur, on abandonne à elle-même l'auge électrolytique ouverte, la polarisation se perd peu à peu, sans que l'on soit bien fixé sur la manière dont elle disparaît. Cette perte spontanée de la polarisation est, en général, extrêmement lente. On peut admettre que les procédés par lesquels elle s'opère demeurent invariables, que l'auge soit ou non traversée par un courant.

Le faible courant permanent qui subsiste dans un circuit quand la force électromotrice qu'il contient est insuffisante pour produire la décomposition d'un électrolyte n'a d'autre effet que de maintenir la polarisation constante, en lui donnant à chaque instant un accroissement égal à la perte qui résulte de la dépolarisation spontanée.

L'idée qui se présente le plus naturellement à l'esprit pour rendre compte de la dépolarisation spontanée, c'est de l'attribuer à des couples locaux constitués à la surface des élec-

trodes polarisées, et dans le circuit desquels se dépense l'énergie correspondant à la perte de la polarisation.

C. Si l'on extrait les électrodes de l'auge et qu'on détruit la couche superficielle modifiée, soit par des lavages acides, soit par des actions mécaniques convenables, on détruit plus ou moins complètement la polarisation.

Mais il ne suffirait pas de transporter les électrodes polarisées dans un liquide électrolytique neuf, même après leur avoir fait subir un premier lavage à l'eau distillée. C'est ce qui a été constaté en particulier par Becquerel et par Faraday, pour le platine polarisé dans l'eau acidulée.

NATURE DE LA POLARISATION. — En dehors des cas où la polarisation est liée à la production en quantité finie de composés chimiques connus, on est assez mal fixé sur la nature des modifications dont l'électrode polarisée est le siège ; on sait seulement qu'elles résultent d'un courant à travers l'électrolyte, et que cet électrolyte se comporte de la même manière, au point de vue de sa résistance, quelque faible que soit la force électromotrice comprise dans le circuit. *Il y a donc réellement électrolyse dans la masse du liquide* : le radical électropositif est transporté à l'électrode négative, le radical électronégatif à l'électrode positive, où ces éléments vont nécessairement se trouver en excès. Doit-on admettre qu'ils restent en dissolution dans le liquide électrolytique, ou dans la matière même de l'électrode, en produisant une modification *purement physique* de la surface de contact ? Faut-il supposer qu'ils réagissent chimiquement sur l'électrode en produisant, en quantité très faible, un composé défini ? Il n'est nullement certain *a priori* que la polarisation soit due à une cause unique, et l'étude attentive des divers cas particuliers peut seule apporter quelque lumière sur cette question controversée.

CAS DES MÉLANGES. — Si l'on électrolyse du sulfate de cuivre pur entre deux électrodes de cuivre électrolytique, la polarisation est nulle pour des courants peu intenses ; alors, en effet, l'électrolyse n'apporte aucune modification dans l'état

des surfaces. C'est le cas le plus simple que l'on puisse envisager.

Un cas plus compliqué nous est offert par l'électrolyse des mélanges. Si l'on ajoute au sulfate de cuivre soit de l'acide sulfurique, soit le sulfate d'un métal plus oxydable que le cuivre, on n'obtient à l'électrode négative qu'un dépôt de cuivre brillant, tant que la densité du courant est très faible. On en conclurait à tort que le sel de cuivre transmet seul le courant, car l'addition d'acide sulfurique ou de sulfate de zinc augmente dans un rapport très sensible la conductibilité du sulfate de cuivre. Il faut donc admettre que les molécules des sels mêlés prennent toutes part au transport de l'électricité, alors même qu'un seul des métaux dissous se dépose, et que le phénomène observé n'est que le résultat d'une réaction secondaire opérée à la surface même de l'électrode.

Quand on augmente peu à peu la densité du courant, au dépôt métallique brillant succède un dépôt boueux rouge ou noir contenant de l'oxyde de cuivre. En même temps, on constate que l'électrode négative s'échauffe. La densité de courant pour laquelle se produit ce phénomène est d'autant plus faible que la dissolution est plus étendue et plus pauvre en sulfate de cuivre. Pour des intensités encore plus fortes, l'aspect et la nature du dépôt peuvent changer de nouveau. Ainsi, dans une dissolution saturée de sulfate de zinc, pauvre en sulfate de cuivre, on finit par obtenir un dépôt noir adhérent formé presque exclusivement de zinc ⁽¹⁾. Il était intéressant d'étudier dans ce cas la marche de la polarisation.

M. Bouty a trouvé : 1° que la polarisation de l'électrode positive est toujours extrêmement faible ; 2° que la polarisation de l'électrode négative croît avec l'intensité du courant, mais demeure assez faible tant que le dépôt reste métallique et brillant ; pour une certaine densité critique, la polarisation augmente rapidement avec le temps, et cet accroissement coïncide avec le changement d'aspect du dépôt. Enfin, pour des intensités plus fortes, la polarisation augmente encore et

(1) BOUTY, *Journal de Physique*, 2^e série, t. I, p. 346; 1882.

tend vers une limite que l'on peut toujours évaluer, *a priori* et par excès, d'après la nature du dépôt. *Quant à la conductibilité du mélange, elle demeure invariable, malgré la variété des réactions électrolytiques dont les électrodes sont le siège.*

On peut aisément s'expliquer la marche des polarisations, telle que nous venons de la décrire. Soit, par exemple, un mélange de sulfate de cuivre et de sulfate de zinc; le cuivre se déposant seul par un mécanisme que nous n'avons pas d'abord à examiner, la liqueur s'appauvrit en cuivre au voisinage de l'électrode négative, et le voltamètre se rapproche progressivement d'une pile dont les éléments seraient : cuivre, sulfate de cuivre, sulfate de zinc, cuivre. Cette pile a pour pôle positif le cuivre plongé dans le sulfate de cuivre, c'est-à-dire que sa force électromotrice (voir, 386 environ) est opposée au courant traversant le voltamètre : elle agit donc comme une polarisation. Or, tant que le dépôt de cuivre reste brillant, M. Bouty a observé que la polarisation totale demeure inférieure à la force électromotrice de cette pile; c'est ce qui doit avoir lieu si notre interprétation est exacte.

La diffusion entre couches inégalement concentrées d'un même sel limite l'altération du liquide autour de l'électrode négative. Mais, quand l'intensité du courant croît indéfiniment, il arrive un moment où la diffusion ne suffit plus à amener la quantité de cuivre nécessaire pour réparer les pertes de la liqueur : alors le zinc commence à se déposer. Le voltamètre se rapproche d'une pile dont les éléments seraient cuivre, sulfate de cuivre, sulfate de zinc, zinc, c'est-à-dire d'une pile de Daniell disposée en sens inverse du courant. La polarisation doit donc augmenter rapidement, mais tout en demeurant inférieure à 1^{de}, ce que l'expérience a vérifié.

Au reste, dès que le zinc apparaît, il est bien clair qu'il forme avec le cuivre sous-jacent une infinité de couples locaux dans lesquels le zinc est l'élément attaquant, et se redissout dans la liqueur en précipitant une quantité de cuivre équivalente. La chaleur correspondante se dégage dans le circuit des couples locaux, c'est-à-dire à la surface de l'électrode

négative. Les couples locaux agissent dans le même sens que la diffusion, pour limiter la polarisation et l'empêcher d'atteindre son maximum.

Il est bien vraisemblable que ces couples locaux existent toujours, même quand il n'y a pas de dépôt boueux, et pour les courants les plus faibles. Ils constituent en tout cas le mécanisme le plus simple que l'on puisse invoquer pour expliquer comment il se fait que, le zinc et le cuivre contribuant chacun pour leur part au transport de l'électricité, ce soit cependant le cuivre seul qui se dépose.

Le travail absorbé est, toutes choses égales d'ailleurs, proportionnel au nombre des couples locaux. Quand le courant est faible, un petit nombre de ces couples suffiront à précipiter le cuivre nécessaire au dépôt, et la polarisation, partant de zéro pour une intensité nulle, croîtra d'après une loi qui dépendra à la fois du nombre des couples et de leur résistance, c'est-à-dire de la densité du courant principal et de la composition du liquide au contact immédiat de l'électrode.

Une dissolution de sulfate de cuivre pur est rarement exempte d'acide en excès; et, s'il n'y en a pas tout d'abord, elle ne tarde pas à en contenir, par suite de l'électrolyse. C'est ce qui résulte, en particulier, des expériences de d'Almeida (¹).

Considérons donc un mélange de sulfate de cuivre et d'eau acidulée. Les phénomènes généraux produits par le passage du courant sont analogues à ceux que vient de nous offrir un mélange de sulfate de cuivre et de sulfate de zinc. Dès que le courant est assez intense pour faire apparaître l'hydrogène, la polarisation de l'électrode négative augmente beaucoup, le cuivre recouvert d'hydrogène forme, avec le cuivre libre, des couples locaux dans lesquels le cuivre est l'élément attaquant, et s'oxyde sans se dissoudre entièrement dans l'acide sulfurique. La limite de la polarisation serait 0^{volt},280 si la dissolution du cuivre était complète, 0^{volt},690 si elle était nulle. L'expérience fournit des nombres intermédiaires.

(¹) D'ALMEIDA, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. LI, p. 257; 1857.

PASSIVITÉ DU FER.

La remarque de M. Berthelot, relative à l'électrolyse d'un sel simple (*voir* p. 276*), est applicable aux mélanges. La réaction électrolytique qui apparaît aux électrodes pour les plus faibles densités de courant est celle qui absorbe le moins de chaleur. Ainsi le Tableau suivant, dans lequel les métaux sont rangés dans l'ordre des chaleurs de formation décroissantes de leurs principaux sels, permet de prévoir quel est le métal qui sera déposé par des courants de très faible densité. Le métal qui suit dans la liste se dépose toujours avant celui qui précède :

Métaux	Nitrate	Sulfate	Chlorure
Zinc.....	51600	53500	56400
Cadmium.....	43300	45100	41800
Plomb.....	34400	»	»
Cuivre.....	25500	28200	31300
Argent.....	8700	10700	»
Or.....	»	»	27300

Au reste, quand on fait croître la densité du courant, les deux métaux du mélange peuvent se déposer à la fois comme nous l'avons constaté pour le cuivre et le zinc. Depuis longtemps déjà, M. Becquerel avait observé que, dans une série de mélanges de nitrate d'argent et de nitrate de cuivre de plus en plus pauvres en argent, on obtient, pour une densité de courant déterminée, des dépôts qui d'abord sont de l'argent pur (1^{er} d'azotate de cuivre, 1^{er} d'azotate d'argent dans 100^{es} d'eau) et qui, pour les liqueurs les plus pauvres, renferment des proportions de plus en plus grandes de cuivre.

Dans tous les cas, les variations de la polarisation suivront celles des dépôts, et l'on peut dire que son mécanisme n'offre plus rien d'obscur à l'esprit.

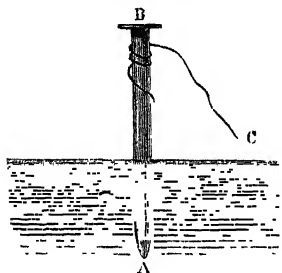
PASSIVITÉ DU FER (1). — Un autre exemple de polarisation est donné par les couples impropres à fournir un courant permanent. Soit, par exemple, le couple platine, acide azo-

(1) Voir dans le *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. X (1881), une Note de M. Bibart qui contient un historique à peu près complet de la question.

tique quadrihydraté, fer, dans lequel le platine est le pôle positif : on le reconnaît immédiatement par des expériences électrométriques. Si l'on ferme le circuit de ce couple, il se polarise aussitôt ; mais on remarque en même temps que le fer a perdu la propriété de se dissoudre dans l'acide azotique : il est devenu *passif*.

Pour faire l'expérience, on peut prendre un clou de 6^{cm} à 7^{cm} de long, attaché par sa tête à un fil de platine BC (fig. 117). On

Fig. 117.



plonge la pointe dans l'acide et aussitôt après le fil de platine : on parvient ainsi à arrêter l'attaque du fer sans le toucher. Si l'on retire alors un peu le clou, de manière que le fil de platine émerge de nouveau du liquide, l'attaque du fer ne reprend pas. En se polarisant, le fer a donc acquis de nouvelles propriétés chimiques : il ne se dissout plus dans l'acide azotique. On s'en rendra compte en remarquant que,

dans le couple platine, acide azotique quadrihydraté, fer, l'électrolyse de l'acide azotique porte de l'oxygène sur le fer : il peut donc y avoir à la surface du fer une couche mince d'oxyde, imperméable, inattaquable par l'acide azotique, et qui protège le fer contre toute attaque ultérieure. En ce cas la polarisation doit donc être attribuée à la production, en quantité infinitésimale, d'un composé chimique déterminé.

On peut répéter la même expérience en remplaçant le platine par du fer déjà passif : sous cette forme elle est particulièrement instructive et nous apprend que, dans le couple fer passif, acide azotique, fer ordinaire, le fer passif est positif à l'extérieur, et que l'oxygène produit par l'électrolyse de l'acide se porte sur le fer ordinaire. Il en résulte que la passivité doit se conserver très aisément, comme de nombreuses expériences l'ont depuis longtemps établi ; supposons, en effet, que, par suite d'un choc ou de toute autre cause accidentelle, une pellicule d'oxyde vienne à se détacher de la surface du fer passif ; ce qui reste de la couche d'oxyde forme

POLARISATION DU PLATINE.

avec le fer mis à nu un couple local qui tend à oxyder le fer et à régénérer la passivité.

On sait d'ailleurs que la passivité peut être produite par des moyens purement chimiques. Il suffit de plonger une pointe de fer dans l'acide azotique concentré : sa surface se ternit légèrement, mais on ne constate pas d'attaque durable, donnant lieu à un dégagement de gaz. Si l'on transporte alors le fer dans l'acide azotique étendu, il n'est pas attaqué ; si on l'associe au platine, il fournit dans cet acide azotique un couple dont la force électromotrice est sensiblement nulle. Bref, ce fer passif se montre polarisé.

Le nickel, le cobalt partagent avec le fer la propriété de devenir passifs par l'oxydation. L'étain et le bismuth présentent des traces du même phénomène, car ils sont moins attaqués quand on enroule un fil de platine autour du métal. L'insolubilité de l'oxyde et sa propriété de former avec le métal et l'acide un couple, dans lequel le métal est l'élément attaquant, expliquent d'une façon satisfaisante l'ensemble des faits observés.

POLARISATION DU PLATINE. — Le cas présenté par les électrodes de platine dans la décomposition de l'eau acidulée paraît être le plus complexe de tous. Le platine étant réputé inattaquant dans ces conditions, son exemple a été fréquemment invoqué pour prouver la nature purement physique de la polarisation. Toutefois nous savons déjà que, dans l'électrolyse de l'eau acidulée, le platine absorbe de l'hydrogène. D'après M. Berthelot (1), le platine privé de gaz par la pompe à mercure et une élévation de température de 200° absorbe l'hydrogène à la température ordinaire et peut former deux hydrures distincts : le premier, susceptible d'être oxydé à froid, est formé avec dégagement de 9500^{Cal} par gramme d'hydrogène ; le second, qui n'est pas réductible à froid, dégage environ 17800^{Cal} par gramme ; la proportion d'hydrogène absorbé a atteint jusqu'à 120 fois le volume du platine. Le même

(1) BERTHELOT, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. XCIV, p. 1377 ; 1882.

métal peut absorber de l'oxygène en quantité moindre, mais en dégageant, par équivalent d'oxygène, une quantité de chaleur encore plus considérable, et qui n'a pu être fixée d'une manière précise. Au reste, en ce qui concerne le *noir de platine*, M. Berthelot démontre qu'on a confondu sous ce nom des corps divers, contenant plus ou moins d'oxygène : la quantité de chaleur dégagée par l'absorption des gaz varie beaucoup avec l'état du noir. Il n'est donc nullement démontré que les phénomènes d'ordre chimique ne jouent pas dans la polarisation du platine un rôle aussi considérable que dans celle des autres métaux.

Au reste, le platine qui a absorbé des gaz jouit de propriétés toutes particulières que nous allons mettre en évidence. Matteucci fit séjourner deux lames de platine, l'une dans l'oxygène, l'autre dans l'hydrogène, et, au bout de dix minutes, il les trouva polarisées comme si elles avaient servi à la décomposition de l'eau. Voulant constater ensuite qu'elles avaient absorbé et condensé des gaz, il introduisit celle qui avait été polarisée par l'oxygène dans une petite cloche pleine d'hydrogène; elle y produisit une diminution de volume notable, ce qui prouve non seulement qu'elle avait gardé de l'oxygène, mais qu'elle lui avait donné la propriété, qu'il ne possède pas naturellement, de se combiner avec l'hydrogène. Tous ces faits sont confirmés enfin par de nombreux travaux de Schönbein ⁽¹⁾, et en particulier par l'expérience qui suit. On fait passer dans les deux branches d'un tube en U plein d'eau deux courants gazeux, l'un d'oxygène, l'autre d'hydrogène, soit en les y amenant par des tubes de verre, soit en les y dégageant par un courant avec deux électrodes de platine. Après quelque temps, l'eau a dissous dans chaque branche une proportion déterminée de ces gaz, et, si l'on y plonge deux lames de platine réunies par un galvanomètre, elles accusent un courant dans le même sens que précédemment.

Deux points importants résultent du travail de Matteucci ⁽²⁾ :

⁽¹⁾ SCHÖNBEIN, *Pogg. Ann.*, t. LVI, p. 135 et 235.

⁽²⁾ MATTEUCCI, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. VII, 1838.

POLARISATION DU PLATINE.

1^o la faculté que possède le platine de condenser l'hydrogène et l'oxygène; 2^o la propriété acquise par ces gaz condensés de se combiner directement, l'un avec l'hydrogène, l'autre avec l'oxygène, d'où il suit qu'une lame de platine introduite dans le mélange détonant de ces deux gaz doit déterminer la formation de l'eau. C'est en effet ce qui se passe avec l'éponge de platine, comme Dœbereiner l'a découvert, et c'est aussi ce qui a lieu avec le platine laminé quand il est bien décapé, ainsi que Faraday l'a constaté. Toutes les observations plaident pour une altération chimique du platine par l'oxygène ou l'hydrogène qu'il absorbe.

Dans le cours des recherches qu'il fit sur le voltamètre, Faraday eut l'occasion de recueillir les deux gaz dans une cloche unique qui recouvrait à la fois les deux électrodes. Quand elle fut pleine et que les électrodes furent tout entières dans le gaz, il interrompit le courant. Alors l'oxygène et l'hydrogène commencèrent à se recombiner et à reproduire de l'eau. Bertin (1), a constaté, depuis, que cette recombinaison se produisait même pendant le passage du courant et faisait détoner le mélange quand la pile avait une cinquantaine de couples.

Faraday (2) étudia séparément les propriétés de chacune des électrodes après qu'elles avaient servi pendant dix minutes à l'électrolyse de l'eau. A cet effet, il les lavait à l'eau distillée, les essuyait et les plongeait dans un mélange détonant. La négative était à peu près sans action, mais la positive déterminait une recombinaison des gaz, d'abord lente, ensuite assez rapide pour faire disparaître 2 pouces cubes du mélange en une minute, toujours accompagnée d'une augmentation de température qui allait jusqu'à faire bouillir l'eau et se ralentissait ensuite pour devenir nulle au bout de quelques jours. Une action tout à fait pareille se produit avec un mélange de deux gaz quelconques pouvant donner lieu à des combinaisons stables. En résumé, cette électrode a toutes les

1) BERTIN, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XLV, p. 820; 1851.

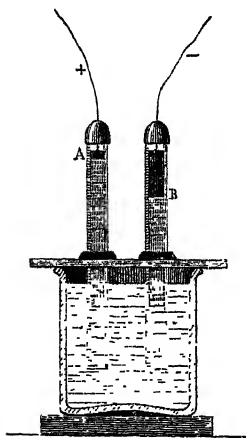
(2) FARADAY, *Experimental researches*, série VI.

propriétés que M. Kuhlmann a reconnues à l'éponge de platine, et elle les conserve pendant longtemps quand on la maintient plongée dans l'eau où elle a été préparée ou dans une solution de potasse.

On peut rendre actives par un tout autre procédé des lames de platine, d'or et de palladium, mais non d'argent et de cuivre, en les lavant avec soin dans la potasse ou dans l'acide sulfurique, ou en les chauffant jusqu'au rouge enveloppées de potasse caustique; et, comme ces divers traitements ne sont que des procédés de décapage plus ou moins complets, l'activité des lames est essentiellement liée à la netteté des surfaces, qui leur permet de condenser les gaz en plus grande proportion et de déterminer ainsi la combinaison lente d'un mélange détonant.

PILE A GAZ. — On peut utiliser la polarisation des lames de platine, pour faire une véritable pile secondaire, pouvant

Fig. 118.



donner pendant quelque temps des courants intenses. C'est ce qu'a fait Grove (1). D'après ses expériences, un voltamètre (fig. 118) peut devenir un couple à gaz, si l'on a primitivement fait dégager 1^{vol} d'oxygène dans A et 2^{vol} d'hydrogène dans B. Ces gaz restent indéfiniment dans le même état si le circuit est ouvert; mais ils se combinent et disparaissent en totalité si l'on réunit les fils des deux cloches, et ils produisent un courant de A en B. Ce courant augmente en intensité quand on a soin d'employer des lames de platine larges et recouvertes de platine pulvérulent qu'on dépose par la galvanoplastie.

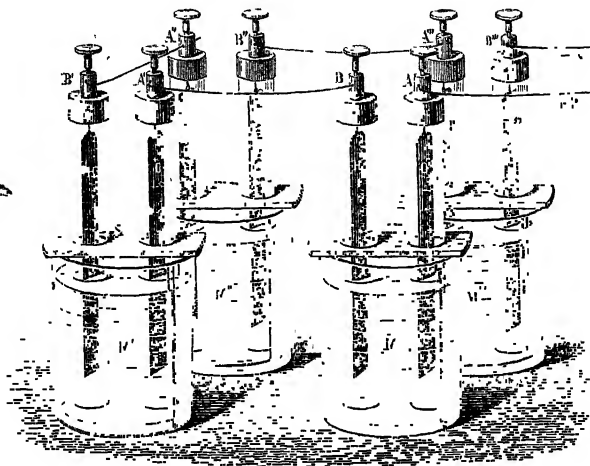
Un seul couple est suffisant pour décomposer l'iodure de potassium. Si l'on en réunit 20 ou 30, on forme une pile plus

(1) GROVE, *Phil. Mag.*, 3^e série, t. XIV, p. 129 (1839), et t. XXI, p. 417 (1842).

RESISTANCE AU PASSAGE.

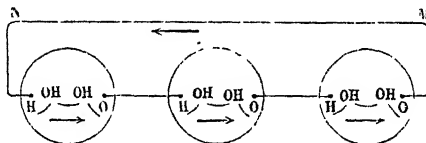
énergique (*fig. 119*), et la recomposition des molécules d'oxygène et d'hydrogène se fait dans chaque couple, comme nous l'avons expliqué pour un seul et comme cela est représenté

Fig. 119.



(*fig. 120*). Cette pile peut décomposer l'eau dans un voltamètre extérieur, et l'on remarque alors qu'il se dégage dans ce voltamètre une quantité de gaz égale à celle qui disparaît

Fig. 120.



dans chaque élément de la pile. C'est la plus élégante démonstration expérimentale de la loi d'égalité du travail chimique dans les auges de la pile et du circuit.

RÉSISTANCE AU PASSAGE. — Quand on observa pour la première fois l'affaiblissement d'un courant produit par la décomposition d'un électrolyte, on put supposer qu'elle provenait

soit d'une force électromotrice inverse développée par l'électrolyse, soit d'un accroissement de résistance ayant par exemple pour siège la surface de contact de l'électrode et de l'électrolyte. C'est à ce dernier point de vue que s'était placé Fechner ⁽¹⁾, qui le premier soumit le phénomène de polarisation à des mesures rationnelles. On peut concevoir qu'il y ait à la fois production d'une force électromotrice de polarisation et accroissement de résistance, par exemple lorsque l'électrolyse recouvre les électrodes soit d'une couche isolante d'oxyde, soit d'une couche de gaz qui augmente la résistance en réduisant l'étendue de la surface de contact de l'électrolyte et de l'électrode.

Soient I l'intensité du courant, E la force électromotrice extérieure supposée constante, p la force électromotrice de polarisation, R la résistance extérieure, r celle de l'électrolyte, enfin ρ la résistance au passage ayant pour siège la surface des électrodes; on aura, dans le cas le plus général qu'on puisse imaginer,

$$(3) \quad I = \frac{E - p}{R + \rho + r}.$$

Nous avons surabondamment constaté l'existence de la force électromotrice de polarisation: il convient donc de se servir de la formule (3) et de déterminer par l'expérience les constantes p et ρ .

Les premières expériences précises, effectuées dans cette voie, sont dues à Lenz ⁽²⁾. Il plaçait dans le circuit de la pile un rhéostat et un galvanomètre et il disposait de la résistance variable de manière à donner au courant la même intensité, soit quand il traversait l'électrolyte, soit quand il ne le traversait pas. On avait donc, en désignant par R' et R les deux résistances extérieures dont on connaissait la différence $R' - R$,

$$I = \frac{E}{R'} = \frac{E - p}{R + \rho + r},$$

(1) FECHNER, *Maassbestimmungen an der galvanischen Kette*, p. 34 et 236.

(2) LENZ, *Pogg. Ann.*, t. LII; 1842.

d'où

$$R' - R = \rho + r + \frac{\rho}{l}.$$

Lenz donna à l'intensité du courant diverses valeurs et mesura à chaque fois les valeurs correspondantes de $R' - R$, et il trouva qu'on pouvait représenter les expériences par une formule empirique de la forme

$$R' - R = m + \frac{n}{l},$$

m et n étant deux constantes. Quand on changeait ensuite l'épaisseur et par suite la résistance de la couche liquide traversée, n demeurait invariable, mais m variait proportionnellement à la longueur et en raison inverse de la section de la couche liquide, c'est-à-dire que m représentait simplement la résistance r du liquide et qu'il n'y avait pas de résistance au passage ρ indépendante de l'intensité du courant et de la résistance interposée entre les électrodes. Ces expériences de Lenz étaient faites en décomposant l'eau acidulée entre des électrodes de platine ou de cuivre. Dans ce cas, il n'y a donc pas de résistance au passage proprement dite.

Les expériences suivantes, dans lesquelles il pourrait paraître qu'une lame de platine plongée dans l'eau acidulée offre une résistance spéciale au passage du courant, s'interprètent sans peine au moyen de la force électromotrice de polarisation seule. Ayant interposé un diaphragme de platine dans une auge traversée par un courant, de la Rive (1) vit diminuer peu à peu l'intensité de ce courant jusqu'à une limite fixe, comme par l'intercalation d'une résistance variable qui croîtrait progressivement, puis se fixerait à une valeur constante. Ce diaphragme métallique agit par une de ses faces comme électrode positive, par l'autre comme électrode négative : l'auge se décompose en deux autres, dans chacune desquelles se déve-

(1) DE LA RIVE, *Annales de Chimie et de Physique*, 2^e série, t. XXVII, p. 190 (1825), et t. XXXVII, p. 225 (1829).

loppe une force électromotrice de polarisation égale à celle qui existait dans l'auge primitive : l'intensité du courant doit donc diminuer. Si l'on multiplie le nombre des diaphragmes, on ne fait que multiplier le nombre des couples de la pile inverse et les causes d'affaiblissement du courant primitif.

La résistance apparente au passage du courant est nulle dans les auges électrolytiques dont les électrodes ne se polarisent pas ; par exemple, quand on décompose du sulfate de cuivre entre des électrodes de cuivre, on peut interposer un nombre quelconque de diaphragmes de cuivre sans modifier notablement l'intensité du courant.

ANALOGIE D'UNE ÉLECTRODE POLARISÉE ET D'UN CONDENSATEUR. —

Après avoir étudié la polarisation des électrodes au point de vue des modifications chimiques que celles-ci peuvent éprouver, il convient maintenant d'étudier expérimentalement les lois de la polarisation des électrodes de platine, au point de vue purement physique, sans nous préoccuper des causes qui la développent. Rappelons d'abord en quoi consiste essentiellement le phénomène que l'on observe.

Quand on électrolyse de l'eau acidulée entre des électrodes de platine dans un circuit faiblement résistant et avec une force électromotrice insuffisante pour dégager l'oxygène et l'hydrogène, on observe qu'un galvanomètre, placé dans le circuit, dévie à l'instant de la fermeture indiquant le passage d'un courant de charge qui est de très courte durée. Le voltamètre absorbe donc une certaine quantité d'électricité et acquiert ainsi une force électromotrice sensiblement égale et de sens contraire à celle qui existait dans le circuit. Si, à l'aide d'un commutateur, on interrompt le circuit principal et qu'on ferme du même coup un circuit secondaire comprenant le voltamètre, on reconnaît, par le galvanomètre, qu'il se produit un courant de décharge de très courte durée, comme le courant de charge.

On aura une image très nette de la manière dont se comportent les électrodes en remplaçant chacune d'elles par un condensateur à très large surface. La fermeture du circuit est accompagnée de la production d'un courant de charge, sen-

CAPACITÉ DE POLARISATION.

sible au galvanomètre ; les deux armatures de chacun des condensateurs acquièrent des différences de potentiel dont la somme fait équilibre à la force électromotrice de la pile, et le courant s'arrête, sauf un courant très faible résultant de la pénétration des charges et de leur réunion lente à travers la lame isolante. Quand, ensuite, on séparera le galvanomètre de la pile et qu'on fermera le circuit secondaire, le galvanomètre sera dévié par la décharge des condensateurs, comme, dans l'expérience précédente, il était dévié par la décharge des électrodes.

L'analogie que nous invoquons se poursuit même dans les détails : en particulier, au courant lent qui succède à la charge et qui provient des fuites du condensateur, correspond, dans le cas de la polarisation, le faible courant qui persiste, ainsi que nous l'avons constaté (p. 284*), par suite de l'infériorité de la force électromotrice de polarisation par rapport à celle de la pile. De même qu'un condensateur chargé qu'on abandonne à lui-même finit par perdre toute son électricité, soit dans l'air ambiant, soit à travers la lame isolante, de même les lames d'un voltamètre perdent spontanément leur polarisation quand le voltamètre isolé et chargé est abandonné à lui-même pendant longtemps.

Quand la charge d'un condensateur, par suite la force électromotrice entre ses armatures, dépasse une certaine limite qui dépend de la nature et de l'épaisseur de la lame isolante, celle-ci est percée et le condensateur se décharge de lui-même. Nous savons, d'autre part, que, quand la force électromotrice de polarisation dépasse une certaine valeur, l'électrolyse de l'eau acidulée s'effectue avec dégagement régulier d'oxygène et d'hydrogène, et la polarisation cesse d'augmenter, quelque grandes que deviennent la force électromotrice de la pile et l'intensité du courant.

CAPACITÉ DE POLARISATION. — L'analogie d'une électrode polarisée et d'un condensateur étant établie, il ne reste qu'à fixer par l'expérience la quantité d'électricité Q nécessaire pour charger une électrode à une force électromotrice donnée E . Si la comparaison du voltamètre et du condensateur était de

tous points légitime, cette charge Q aurait pour expression, en mesure électrostatique,

$$Q = \frac{E}{4\pi se}.$$

S représente la surface de l'électrode ; mais la signification de e est plus difficile à préciser si l'on veut écarter toute hypothèse. Ne sachant comment est constituée la lame isolante du condensateur que nous imaginons, nous n'avons pas le droit de la supposer incompressible, et l'expérience seule peut nous apprendre si son épaisseur e est constante ou si elle varie avec la force électromotrice E de polarisation.

L'expérience établit d'abord que, pour une même force électromotrice, la quantité totale du courant de décharge est d'autant plus grande que les électrodes ont une plus grande surface. Il en résulte un artifice très simple pour séparer l'un de l'autre les effets de polarisation qui appartiennent à chacune des deux électrodes ; il suffit, ainsi que l'a proposé M. Lippmann, de prendre l'une d'elles très petite par rapport à l'autre : elles reçoivent des charges égales et la plus petite se polarise fortement par une quantité d'électricité qui ne produit pas sur l'autre d'effet appréciable.

Désignons provisoirement sous le nom de *capacité de polarisation* d'une électrode le quotient $\frac{Q}{E} = C$ de la charge par la force électromotrice. Cette capacité serait constante si le voltmètre était comparable à un condensateur toujours identique à lui-même. En ce cas la loi de la perte de polarisation par la fermeture d'un circuit de résistance R (voir p. 286*) serait très simple. Le passage de la quantité d'électricité $Idt = dQ$ abaisserait la polarisation d'une quantité

$$-dE = \frac{1}{C} dQ = \frac{1}{C} Idt = \frac{1}{C R} E dt,$$

et l'on aurait, par conséquent,

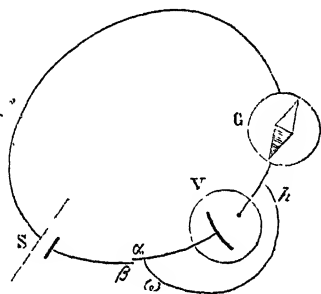
$$E = E_0 - e^{-\frac{1}{CR}t}.$$

CAPACITÉ DE POLARISATION

Mais, en réalité, la capacité C est variable, et, pour trouver d'après quelles lois, il faut d'abord se mettre à l'abri des perturbations introduites par la dépolarisation spontanée. L'effet de celle-ci est d'augmenter la quantité d'électricité qui passe dans le circuit, par suite la charge apparente de l'électrode. En négligeant cette cause d'erreur, on commet la même faute que si l'on mesurait la capacité d'un vase percé par la quantité d'eau nécessaire pour le remplir.

Pour éviter un tel reproche, M. Blondlot ⁽¹⁾ étudie en détail le courant qui se produit quand on charge un voltamètre par une force électromotrice déterminée. Le circuit principal (fig. 121) comprend une pile S de force électromotrice E très

Fig. 121.



faible; on le ferme pendant un temps très court : on observe l'impulsion du galvanomètre G , proportionnelle à la quantité d'électricité qui passe ⁽²⁾, et l'on dépolarise enfin le voltamètre en le fermant sur lui-même pendant un temps suffisant, à l'aide du circuit secondaire ω/h . La même expérience est répétée pour des durées croissantes, et le résultat d'ensemble figuré par une courbe construite en prenant pour abscisses les temps de chaque expérience et pour ordonnées les quan-

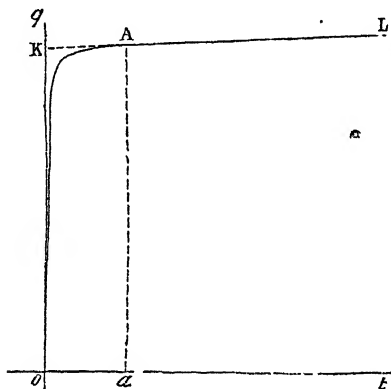
⁽¹⁾ BLONDLOT, *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. X, p. 277, 333 et 434; 1881.

⁽²⁾ Cette propriété sera démontrée ultérieurement. Pour qu'elle soit exacte, il faut que l'impulsion soit petite, car rigoureusement la quantité d'électricité est proportionnelle au sinus de la demi-déviati.

tités d'électricité, ou, ce qui revient au même, les impulsions galvanométriques.

Si le phénomène de dépolarisation spontanée n'existait pas, cette courbe présenterait, pour les plus petites durées, des ordonnées rapidement croissantes, qui, à partir d'une certaine durée très faible, n'augmenteraient plus d'une manière appréciable. La courbe aurait une asymptote parallèle à l'axe des x , et ne tarderait pas à se confondre pratiquement avec cette asymptote. Il en sera autrement, par suite de la dépolarisation spontanée, et la courbe présentera une asymptote inclinée (fig. 122). L'accroissement final de l'ordonnée, rapporté à

Fig. 122.



l'unité de temps, représentera justement l'intensité limite du courant de dépolarisation.

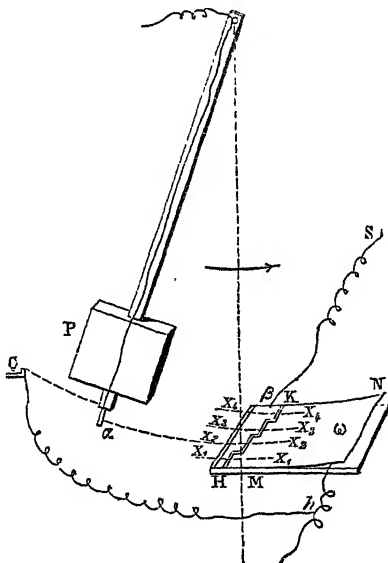
Prolongeons maintenant l'asymptote jusqu'à sa rencontre en K avec l'axe des y : l'ordonnée OK correspondante est évidemment une limite inférieure de la charge que prendrait le voltamètre pour une durée infiniment petite, si le courant de dépolarisation n'existait pas. M. Blondlot démontre que, dans le cas de ses expériences, on peut prendre cette ordonnée OK comme représentant la charge elle-même. Supposons en effet qu'on recommence plusieurs fois la même expérience, toujours avec la même force électromotrice, mais en intercalant dans le circuit principal des résistances variables. La durée

CAPACITÉ DE POLARISATION.

nécessaire à la charge changera, et par suite les diverses courbes obtenues ne se superposeront pas; mais M. Blondlot vérifie que leurs asymptotes coupent l'axe au même point. Or, dans le cas d'une résistance indéfiniment décroissante, la partie de la courbe qui ne se confond pas avec l'asymptote disparaît, et par suite la charge indépendante du courant de dépolarisation se réduit précisément à OK.

Pour exécuter ses expériences, M. Blondlot emploie, comme force électromotrice, une dérivation connue prise sur le circuit d'un élément Daniell. L'établissement et l'interruption du circuit principal et la fermeture du circuit secondaire sont effectués à l'aide d'un pendule P (*fig. 123*) en communication

Fig. 123,



avec l'un des pôles de la pile et portant à sa partie inférieure une languette conductrice α . Celle-ci frotte contre une plaque β en communication permanente avec l'autre pôle de la pile, et dont la largeur est réglée de façon que le courant ne reste fermé que pendant un temps très court. A cet effet, cette lame

est fixée sur une plaque d'ébonite M et présente d'avant en arrière une série de largeurs différentes X_1, X_3, X_2, X_4 , de sorte qu'il suffit de déplacer un peu la plaque pour changer la durée de la fermeture du circuit. Aussitôt après avoir dépassé la plaque de contact, le pendule entre en communication avec une seconde lame ω qui ferme le circuit secondaire, lequel, grâce à une disposition spéciale, demeure fermé jusqu'à ce qu'il plaise à l'expérimentateur de réaliser une seconde expérience. L'une des électrodes du voltamètre, est assez grande pour que sa polarisation puisse être négligée : la force électromotrice employée est donc équilibrée par la petite électrode seule. C'est la capacité de celle-ci que les expériences déterminent.

Chaque série d'expériences fixe la valeur de la capacité de l'électrode pour une force électromotrice déterminée. En combinant des séries d'expériences faites avec des forces électromotrices croissantes, on reconnaîtra comment varie la capacité de polarisation avec la force électromotrice. Voici les lois formulées par M. Blondlot :

1° *La capacité dépend de la force électromotrice.* La capacité calorifique dépend aussi de la température t , et l'on convient d'appeler *chaleur spécifique vraie* à la température t le rapport $\frac{dQ}{dt}$ de l'accroissement de la quantité de chaleur absorbée à l'élévation de température infiniment petite correspondante. M. Blondlot convient de même d'appeler *capacité vraie de polarisation* le rapport $\frac{dQ}{dE}$ de l'accroissement infiniment petit de la charge à l'accroissement de la force électromotrice, et il appelle *capacité initiale* celle qui correspond à une force électromotrice nulle.

2° *La capacité initiale est indépendante du sens de la polarisation.* — Elle est la même, que la petite électrode soit positive ou négative. En d'autres termes, les courbes obtenues dans les deux cas pour représenter la capacité vraie de polarisation sont la continuation l'une de l'autre. Remarquons que la capacité d'un condensateur ordinaire se montre aussi indépendante du signe de la charge des armatures.

3° *La capacité vraie d'une électrode est indépendante de la nature de l'électrolyte et dépend de la force électromotrice seulement.* — Nous renverrons au Mémoire original pour la démonstration de cette loi remarquable, qui ne ressortirait que d'une manière imparfaite de la construction des courbes représentant la capacité. Cette loi et la précédente réduisent la question de la capacité de polarisation à une simplicité relative qui n'avait pas été soupçonnée jusque-là.

Quant à la valeur absolue de la capacité de polarisation, elle est variable suivant l'état de l'électrode. Dans l'une des expériences de M. Blondlot, elle s'est trouvée de 0,0777 microfarads (millionièmes de farad) par millimètre carré, pour une électrode ayant séjourné plusieurs mois dans l'eau acidulée. Chauffée au rouge, la même électrode reprend une capacité initiale quatre fois plus grande, soit de 0,3108 microfarads. La différence de ces résultats tient probablement à l'incertitude qui règne sur la vraie surface qu'il convient d'attribuer à une électrode de platine : ce métal est extrêmement poreux, et, quand ses pores sont remplis de gaz, la surface active se trouve réduite dans un rapport considérable.

L'épaisseur d'un condensateur ayant par millimètre carré la plus petite des capacités mesurées par M. Blondlot serait d'environ un millionième de millimètre.

COUCHES ÉLECTRIQUES DOUBLES. — Quelles que soient les causes intimes de la variation de la capacité de polarisation, une électrode polarisée peut être considérée comme revêtue superficiellement de deux couches égales d'électricité contraire qui, par leur présence, déterminent la force électromotrice dont l'électrode polarisée est le siège. C'est ce que M. Helmholtz ⁽¹⁾ appelle *une couche double d'électricité*. L'énergie dépensée dans l'acte de la dépolarisation est l'énergie électrique de cette couche double, ou du condensateur équivalent.

Le circuit d'une pile constante présente normalement des forces électromotrices, analogues aux forces électromotrices

(1) HELMHOLTZ, *Comptes rendus de l'Académie de Berlin*, 3 novembre 1881, *Journal de Physique*, 2^e série, t. I, p. 330.

de polarisation ; leur existence nous est révélée par le courant auquel ces piles donnent naissance dès qu'on ferme leur circuit. Ces forces électromotrices ont pour siège les diverses surfaces de contact des conducteurs métalliques ou électrolytiques de la pile. Nous ne pouvons en fournir d'explication qu'en admettant qu'elles sont dues à la présence d'une couche double à chacune des surfaces actives. Nous ignorons, il est vrai, le mécanisme qui permet à ces couches doubles de subsister en circuit ouvert ou fermé, sans se recombiner directement à travers la surface même qu'elles revêtent : il se rapporte aux actions encore inconnues que l'électricité et la matière exercent l'une sur l'autre. Nous savons seulement que, tandis que les couches doubles développées par polarisation s'épuisent en dépensant leur énergie dans le circuit qu'on leur ouvre, les couches doubles des piles constantes se renouvellent incessamment par une dépense locale d'énergie calorifique (piles thermo-électriques), chimique (piles hydro-électriques), etc.

Sous ce point de vue, la polarisation n'est qu'une modification de la couche double préexistante à une surface de contact métal-électrolyte, et suivant la grandeur relative des forces électromotrices normale et de polarisation, il pourra se faire que la couche double d'une électrode polarisée s'annule ou même change de signe. Nous ne tarderons pas à en trouver des exemples.
